

Ein Kupferdampf-Hohlkathodenlaser mit Dauerstrich-Emission im ultravioletten Spektralbereich

DISSERTATION

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Mo Yang

aus Seoul, Korea

München, den 1. Oktober 1981

1982

"Gedruckt mit Unterstützung des Deutschen Akademischen
Austauschdienstes"



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554013_0092

Ein Kupferdampf-Hohlkathodenlaser mit Dauerstrich-Emission im ultravioletten Spektralbereich

DISSERTATION

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Mo Yang

aus Seoul, Korea

München, den 1. Oktober 1981



1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther

2. Gutachter: Prof. Dr. W. Steinmann

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Januar 1982

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit war der Aufbau und die Untersuchung eines UV-Kupferhohlkathodenlasers mit einer Dauerstrichemission im Wellenlängenbereich um 260 nm. Bei diesem Laser wird die Inversion durch Resonanz-Umladung der Kupferatome durch Neonionen erzeugt. Die Kupferatome gelangen durch Zerstäubung der Kathode in den Entladungsraum. Eine besonders effektive Anordnung für diesen Zweck ist die Hohlkathode.

Die Länge der Kupferhohlkathode betrug 45 cm, mit einem rechteckigen Querschnitt des Kathodenschlitzes von 1,6 mm x 4,5 mm. Die Transmission der Resonatorspiegel betrug 0,2 %. Mit einem Entladungsstrom von 24 A und einem Neon-Gasdruck von 15 Torr wurde zum erstenmal ein mehrstündiger kontinuierlicher Laserbetrieb mit einer Dauerstrich-UV-Ausgangsleistung von 7 mW erreicht.

Starke Laseremission wurde festgestellt bei 270,3 nm ($5s\ ^3D_1 - 4p\ ^3D_1$), 260,0 nm ($5s\ ^1D_2 - 4p\ ^1F_2$) und 259,1 nm ($5s\ ^3D_1 - 4p\ ^3D_2$) mit einem Intensitätsverhältnis von ca. 5:3:4.

Der Anregungsmechanismus wurde durch die Messung der Emissionsspektren der Kupferionen in Abhängigkeit von den Entladungsparametern untersucht. Ferner wurde die relative Ionendichte im Kathodenhohlraum mit einem Quadrupol-Massenanalysator untersucht. Durch die Messungen der Intensität von Übergängen ausgehend vom oberen bzw. unteren Laserniveau lassen sich Aussagen über Anregungsmechanismen des Kupferhohlkathodenlasers machen. Es zeigt sich, daß das obere Laserniveau vorwiegend durch Resonanz-Umladung besetzt wird, während die Anregung des unteren Laserniveaus durch Penning-Ionisation und Elektronenstoß

geschieht.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen weiter, daß im Kathodenhohlraum zu viele Kupferionen im Verhältnis zu Neonionen existieren, wodurch die Anregungsrate des oberen Laserniveaus verringert wird und damit das Besetzungs-dichteverhältnis zurückgeht.

Bei hohen Entladungsströmen (ca. 40 A) wurde eine Sättigung der Laserleistung beobachtet. Diese ist dadurch erklärbar, daß im Gegensatz zur Niederstromentladung, wo bei der Anregung der Resonanz-Umladungsprozeß die Hauptrolle spielt, in der Hochstromentladung die Elektronenstoßanregung des unteren Laserniveaus stark zunimmt, wodurch die Inversion verringert wird.

Die Abhängigkeit der Laserleistung und der spontanen Emissionsstärke vom Kathodenabstand wurde mit einer neuentwickelten Doppelkathode gemessen. Diese besteht aus zwei ebenen Kathoden, deren Abstand, und damit die Schlitzbreite der Hohlkathode, auch während des Laserbetriebs verstellbar ist. Dadurch wurden neue Informationen über den Lasermechanismus gewonnen und auch die Erkenntnis, daß das "bessere" Lasergebiet nicht im negativen Glimmlicht, sondern am Glimmsaum liegt.

Der optimale Wert von Gasdruck mal Kathodenschlitzbreite war stets konstant und gleich als 24 Torr-mm. Mit dieser Bedingung resultiert die höchste Laserleistung bei der Schlitzbreite von 1,25 mm.

Ein großer Nachteil des Hohlkathodenlasers ist, daß die Laserspiegel durch Kupfer aus der Entladung bedampft werden. Dieses Problem wurde dadurch gelöst, daß vor den Spiegeln senkrecht zur Laserachse Neongas gepumpt wurde, wodurch der wegdiffundierende Kupferdampf fortgespült und die Bedampfung der Spiegel wirksam verhindert wurde.

Durch die Entwicklung der Doppelkathode in Verbindung mit der Gaszirkulation zum Schutz der Spiegel wurden zwei wesentliche Probleme des Hohlkathodenlasers beseitigt: die kurze Betriebsdauer wegen der Kathodenabtragung und die Spiegelverschmutzung durch den Metalldampf.

Um noch höhere Laserleistung zu erreichen, ist es - wie diese Arbeit zeigt - einmal erforderlich, anstelle von Kupferionen mehr Neonionen im Kathodenhohlraum zu produzieren, z.B. durch Zumischung eines weiteren Gases oder durch schnelle Gasströmung im Kathodenhohlraum. Außerdem ist eine wesentliche Steigerung der Ausgangsleistung von einer Optimierung des Auskopplungsgrades und von einer Verlängerung der Hohlkathode zu erwarten.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Grundlagen	5
2.1.	Laserzyklus	5
2.2.	Hochstromglimmentladung	13
2.2.1.	Kathodenfalltheorie	13
2.2.2.	Hohlkathodenentladung	19
2.3.	Teilchendichten im Kathodenhohlraum	22
2.3.1.	Elektronendichte	22
2.3.2.	Dichte metastabiler Neonatome	25
2.3.3.	Ionendichte	27
2.4.	Kathodenzerstäubung	31
2.4.1.	Zerstäubungsrate	31
2.4.2.	Dynamik zerstäubter Atome	34
2.5.	Photonendichte	37
3.	Experimente	43
3.1.	Aufbau des Lasers	43
3.1.1.	Kathode	43
3.1.2.	Lasergefäß	44
3.1.3.	Hochstromentladung	47
3.1.4.	Laserspiegel	50
3.2.	Spiegelschutzsystem	53
3.2.1.	Vorbemerkung	53
3.2.2.	Entladungspumpe	54
3.3.	Laserbetrieb	59
3.3.1.	Anordnung	59
3.3.2.	Dauerstrich-UV-Laserbetrieb	59
3.3.3.	Laserleistung mit Entladungsstrom	63
3.4.	Messung der Besetzungsdichte	68
3.4.1.	Anordnung	68
3.4.2.	Ergebnisse	70

3.5.	Doppelkathode	74
3.5.1.	Kathodengeometrie	74
3.5.2.	Besetzungsdichte und Kathodenabstand	77
3.5.3.	Laserleistung und Kathodenabstand	79
3.6.	Massenspektrometrische Untersuchung	82
3.6.1.	Anordnung	82
3.6.2.	Ergebnisse	84
4.	Diskussion	86
4.1.	Laserbetrieb	86
4.1.1.	Dauerstrich-UV-Laserbetrieb	86
4.1.2.	Optische Verstärkung	87
4.2.	Lasermechanismus	89
4.3.	Kathodenschlitz	92
5.	Weitere Möglichkeiten zur Steigerung der Laserleistung	97
6.	Schlußbemerkung	102
	Literaturverzeichnis	107

1. Einleitung

Während im infraroten und sichtbaren Spektralbereich sowohl für Puls- als auch für Dauerstrich-Betrieb Laser unterschiedlicher Bauart zur Verfügung stehen, ist die Erzeugung von Dauerstrich-Ultraviolett-Laseremission im Wellenlängenbereich unter 300 nm bis heute nur in viel geringerem Umfang gelungen. Die Entwicklung von Lasern für diesen Spektralbereich ist besonders wichtig.

Der bekannteste Laser für den UV- und VUV-Bereich ist der Excimerlaser, der nur gepulst betrieben werden kann. Frequenzvervielfachung durch nichtlineare Kristalle ermöglicht die Erzeugung von kohärentem Licht mit Wellenlängen bis 200 nm, wobei die Energiekonversion sehr gering ist (ca. 1:1000). Auch durch nichtlineare Effekte an freien Atomen und Molekülen kann man UV- und VUV-Strahlung erzeugen. Diese Effekte wurden bis heute nur zur Frequenzkonversion von gepulstem Laserlicht benutzt. Einzige Ausnahme ist die Arbeit von Freeman et al./1/, nach der durch Vier-Wellen-Mischung im Sr-Dampf kohärentes VUV-Licht von 169,7 nm mit einer Dauerstrichleistung von 5×10^{-11} W hergestellt werden konnte. Marling gibt viele UV-Laserlinien hochionisierter Edelgasionen an/2/, wobei die Betriebsströme allerdings höher als einige 1000 A/cm^2 sind, so daß diese Laserlinien nur im gepulsten Betrieb erzeugt werden können.

Der heute einzige vielversprechende Dauerstrich-UV-Laser ist der Metaldampf-Hohlkathodenlaser, bei dem ein Metall der Gruppe Ib des Periodensystems verwendet wird. Mit ihm können im Dauerstrich-Betrieb Laserlinien im fernen UV-Bereich mit einem Quantenwirkungsgrad von mehr als 20 % bei kleinen Strömen erzeugt werden. Trotz niedriger Dampfdrücke der verwendeten Metalle (Cu, Ag oder Au)

entsteht eine genügende Metallatomdichte durch Zerstäubung in der Hohlkathodenentladung.

Als besonders effizient erweist sich der Resonanz-Umladungsprozeß beim Kupferhohlkathodenlaser, wo ein Kupferatom im Grundzustand durch Stoß mit einem Neonion ionisiert und gleichzeitig angeregt wird: das ergibt eine wirksame selektive Anregung der oberen Laserniveaus, da die oberen Niveaus annähernd die gleiche Energie wie der Grundzustand des Neonions haben.

Untersuchungen des Kupferhohlkathodenlasers mit dem Ziel, den Lasermechanismus detailliert zu verstehen und diesen Laser mit einer Dauerstrich-Leistung im UV-Bereich über längere Zeit betreiben zu können, sind deshalb sehr interessant, weil seine Laserwellenlängen im 248 - 271 nm Bereich nicht nur für die Laserspektroskopie, sondern auch für die Photochemie und Photobiologie, sowie auch für die Untersuchung der Photoionisation und Photodissoziation von Interesse sind.

Der Kupferhohlkathodenlaser wurde im Jahre 1974 durch Csillag et al./3/ entdeckt. Seitdem sind von McNeil et al./4,5/, Solanki et al./6/, Jain/7/ und Auschwitz et al./8/ etwa 50 Laserlinien zwischen 248 nm und 2 μ m beobachtet worden. Die bislang höchste Leistung im UV-Bereich ist von Solanki et al./9/ mit 500 mW bei der 248,5 nm Linie in gepulstem Betrieb bei einer Pulslänge von 120 μ s angegeben worden. Über einen Dauerstrichbetrieb berichtet Hernqvist/10/ im Jahre 1977. Es wurde eine Laserleistung von 34 mW auf der 270,3 nm Linie angegeben jedoch wurde keine Angabe über die Gesamtbetriebsdauer gemacht. Als Multilinenleistung auf den 248,5, 259,1, 260,0 und 270,3 nm Linien haben Eichler und Mitarbeiter/11/ im Jahre 1981 durch Optimierung des Auskopplungsgrades bis 900 mW in 4 ms Pulsen- und 200 mW im Dauerstrich-Betrieb erreicht.

Auschwitz et al./12/ untersuchten die Laserausgangsleistung in Abhängigkeit vom Entladungsstrom und beobachteten eine Sättigung der Laserleistung bei Hochstromentladungen. Hoog et al./13/, Vassen et al./14/ und McNeil et al./15/ führten Messungen innerer Parameter der Hohlkathodenentladung durch, wie Kupferatomdichte, Elektronendichte, Temperatur usw. Dabei waren die verwendeten Stromdichten jedoch zu niedrig, um eine Sättigung der Laserleistung beobachten zu können. McNeil et al./5/ schlugen für den Anregungsmechanismus vor, daß der Resonanzumladungsprozeß die Hauptrolle spielen müsse. Die Anregung durch Penning-Ionisation, wobei durch Zusammenstoß mit einem metastabilem Neonatom das Kupferatom ionisiert und gleichzeitig angeregt wird (in diesem Fall in die unteren Laserniveaus), dürfe danach vernachlässigt werden, weil der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion im Verhältnis zu Resonanz-Umladung sehr gering ist/16/. Die weiteren Parameter des Lasermechanismus, wie z.B. die Dichteänderung der Ionen und metastabilen Atome mit zunehmendem Entladungsstrom, Beiträge der Elektronenstoßanregung usw. sind bis heute noch nicht bekannt.

Eine Schwierigkeit beim Betrieb des Kupferhohlkathodenlasers ist die kurze Betriebsdauer, die hauptsächlich durch die Veränderung des Kathodenschlitzes verursacht wird und auch auf die Verschmutzung der Laserspiegel zurückzuführen ist. Solanki et al./9/ beobachteten nach einstündigem Betrieb mit Entladungspulsen von 120 μ s bei 40 Hz Wiederholungsfrequenz eine Leistungsverringerung, die durch die Verschmutzung der Laserspiegel verursacht ist. Auschwitz et al./8/ berichten, daß beim gepulsten Betrieb mit einem Tastverhältnis 1:10 die Betriebsdauer um einige 10 Minuten verlängert worden ist, wenn eine Gasmischung von 0,1 % Argon in reinem Neon verwendet wurde. Die Betriebsdauer des Hohlkathodenlasers ist beim

Dauerstrich-Betrieb viel kürzer und bis heute ist noch nicht über einen Dauerstrich-UV-Hohlkathodenlaser berichtet worden, der eine stundenlange Betriebsdauer der Laserlinien im Wellenlängenbereich unter 300 nm erlaubt.

In Kapitel 2. wird auf Grundlagen (Laserzyklus, Hochstromglimmentladung, Kathodenzerstäubung, usw.) eingegangen, die zum Verständnis des Kupferhohlkathodenlasers erforderlich sind. In Kapitel 3. werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zum Aufbau des Lasers, zur Messung der Laserleistung und der spontanen Emissionsstärke in Abhängigkeit von den Entladungsparametern und zur Massenspektrometrie der Hohlkathodenentladung beschrieben. In diesem Kapitel wird auch eine Doppelkathode und eine Anordnung zum Schutz der Spiegel vorgestellt, die beide im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Damit konnten die zwei wesentlichsten Ursachen, die zu einer kurzen Betriebsdauer führen, beseitigt werden.

Zur Deutung der experimentellen Befunde wird in Kapitel 4. ein Modell für den Lasermechanismus vorgeschlagen. Im Kapitel 5. wird ein Ausblick über weitere Verbesserungsmöglichkeiten des Dauerstrich-UV-Hohlkathodenlasers gegeben, die aus den Ergebnissen dieser Arbeit folgen.

2. Grundlagen

2.1. Laserzyklus

Die Ionen der ersten Nebengruppe des Periodensystems haben die Eigenschaft, daß die äußere d-Schale abgeschlossen ist (Konfiguration $3d^{10}$ für CuII, $4d^{10}$ für AgII und $5d^{10}$ für AuII). Die Energiezustände liegen deshalb in einem relativ hohen Energiebereich.

Eine Besonderheit im Energietermschema des Kupferions ist, wie Abb.1. zeigt/17/, daß in beiden Singulett- und Triplettzuständen zwischen 5p und 4p keine weiteren Niveaus mit ungerader Parität existieren. Ein elektrischer Dipolübergang von 5s in Geradezustände ist somit nur nach 4p möglich und führt zur Emission im Wellenlängenbereich von 260 nm. Da der Grundzustand des Neonions energetisch nur 0,15 bis 0,45 eV höher als die 5s Niveaus liegt, geschieht durch den Resonanz-Umladungsprozeß in der Cu-Ne Mischgasentladung eine wirksame selektive Anregung der 5s Niveaus. Man findet also eine sehr viel stärkere Emission in diesem Übergang der Cu-Ne Entladung als bei anderen Cu-Edelgas-Entladungen. Die bislang bekannt gewordenen UV-Laserlinien des Kupferions gehören alle zu diesem Übergang 5s - 4p.

Abb.2. zeigt schematisch den Laserzyklus, dessen Funktionieren man sich anhand von Bilanzgleichungen klarmachen kann:

$$dN_O/dt = T_O - (N_O - N_u) B n_p - N_O A - N_O R_O \quad (1)$$

$$dN_u/dt = T_u + (N_O - N_u) B n_p + N_O A - N_u R_u \quad (2)$$

$$dn_p/dt = -k n_p + (N_O - N_u) B n_p \quad (3)$$

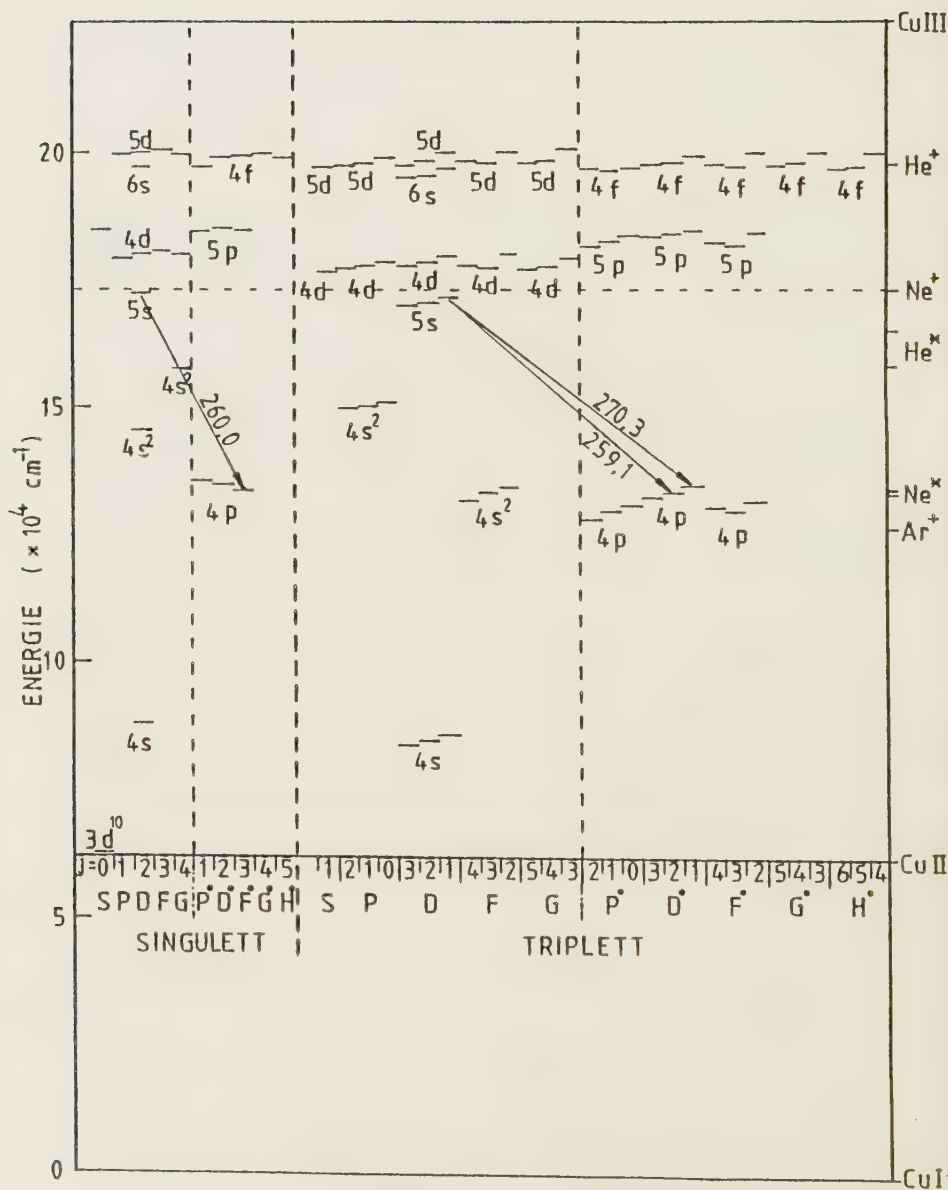


Abb.1. Energietermschema des Kupferions.

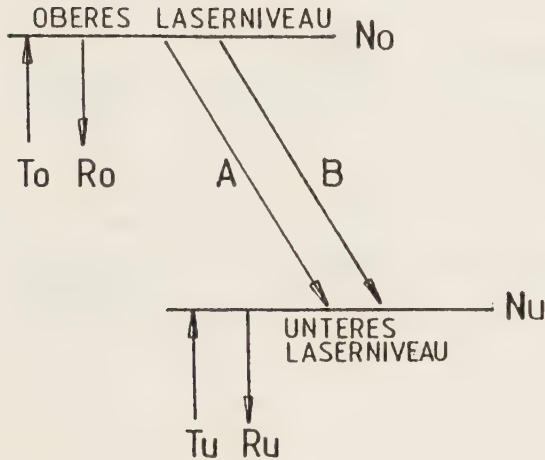


Abb.2. Dichtebilanz des oberen bzw. unteren Laserniveaus.

Dabei sind T_O und T_U die Anregungsraten des oberen bzw. unteren Laserniveaus, N_O bzw. N_U die entsprechenden Besetzungsdichten. Der Zerfall des oberen Laserniveaus wird durch A, B und R_O beschrieben. Dabei ist A die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Übergang, $B \cdot n_p$ für einen induzierten Übergang in das untere Laserniveau, wobei n_p die Photonendichte ist. Alle anderen Zerfallkanäle des oberen Laserniveaus sind in R_O zusammengefaßt, entsprechend die des unteren in R_U ; k ist die Photonenverlustrate durch die Absorption und die Auskopplung der Laserspiegel.

Im stationären Zustand gilt:

$$dN_O/dt = dN_U/dt = dn_p/dt = 0 \quad (4)$$

und man erhält aus den Gln.(1) bis (4) die Besetzungsdifferenz $\Delta N = N_O - N_U$ und die Photonendichte n_p :

$$\Delta N = \frac{T_O (R_d - A) - T_U (R_O + A)}{B n_p (R_U + R_O) + R_U (R_O + A)} \quad (5)$$

$$n_p = \frac{R_U (R_O + A)}{B (R_U + R_O)} \left(\frac{T_O (R_U - A) - T_U (R_O + A)}{k R_U (R_O + A) / B} - 1 \right) \quad (6)$$

Um Lasertätigkeit zu erzielen, müssen ΔN und n_p positiv sein, so daß die Bedingung lautet:

$$\frac{T_O (R_U - A) - T_U (R_O + A)}{k R_U (R_O + A) / B} \geq 1 \quad (7)$$

n_p läßt sich dann umschreiben:

$$n_p = \frac{R_U (R_O + A)}{B (R_U + R_O)} \left(\frac{\Delta N - \Delta N_{schw}}{\Delta N_{schw}} \right) \quad (8)$$

wobei ΔN_{schw} nach Gl.(5) bestimmt wird, mit den Werten, die bei der Ungleichung (7) den Wert Eins geben.

Da die Ausgangsleistung P_l des Lasers proportional zur Photonendichte n_p ist, folgt, daß P_l zur relativen Schwellenüberhöhung $(\Delta N - \Delta N_{schw})/\Delta N_{schw}$ proportional ist, die durch die von den Entladungsparametern abhängigen Anregungsraten T_O und T_U bestimmt wird.

Die im Cu-Ne Lasersystem denkbaren verschiedenen Anregungsprozesse für das obere und untere Laserniveau werden in Abb.3. anschaulich dargestellt.

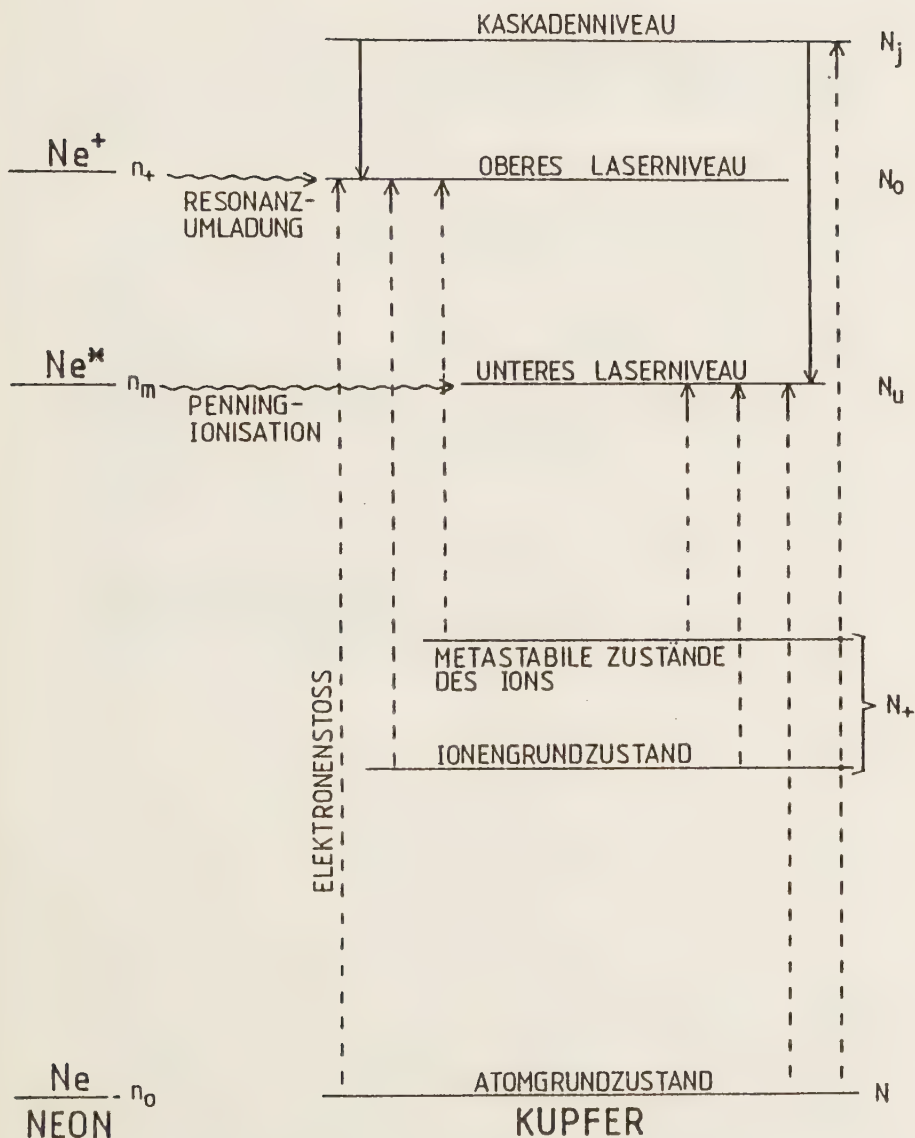


Abb.3. Verschiedene Anregungsprozesse des Kupferions in der Cu-Ne Entladung. Die Elektronenstoßanregung ist gestrichelt gezeichnet.

Der Umladungsprozeß geschieht durch den Stoß von Neonionen mit Kupferatomen im Grundzustand:



Die zugehörige Anregungsrate ist:

$$T_r = \langle \sigma v \rangle_r n_+ N \quad (10)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt bei der relativen Geschwindigkeit v , n_+ und N die Dichten der Neonionen bzw. der Kupferatome im Grundzustand sind. Da die Änderung der mittleren relativen Geschwindigkeit in der Glimmentladung und ihr Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar klein sind, kann man näherungsweise $\langle \sigma v \rangle$ als konstant annehmen. Der Umladungsquerschnitt ist aber stark von der Energiedifferenz ΔE abhängig; entsprechend zeigt $\langle \sigma v \rangle_r$ bei $\Delta E < 1$ eV ein Maximum (Resonanz-Umladung) und ist bei $\Delta E > 2$ eV vernachlässigbar klein/18,19/.

Bei der Penning-Ionisation



ist die Penning-Anregungsrate ähnlich wie in Gl.(10):

$$T_p = \langle \sigma v \rangle_p n_m N, \quad (12)$$

wobei n_m die Dichte metastabiler Neonatome ist. Green et al./16/ haben gezeigt, daß die Penning-Reaktion nicht mehr zur Anregung beitragen kann, wenn der angeregte Zustand energetisch gleich dem metastabilen Ne-Niveau ist ($\Delta E < 1$ eV). Im Gegensatz dazu sieht man in Emissionspektren der Cu-Ne Entladung starke Linien, die den $4p - 4s$ Übergänge entsprechen (diese sind verglichen mit

den 5s - 4p Übergänge besonders stark im Niederstrombereich), so daß man die Penning-Anregungsrate nicht unberücksichtigen lassen darf.

Die Elektronenstoßanregung der Kupferatome und -ionen kann erstens durch direkte Anregung und zweitens über Kaskadenzerfall von höherliegenden Energieniveau zur Anregung beitragen. Nimmt man an, daß nur hinreichend energiereiche, d.h. schnelle Elektronen eine Anregung hervorrufen (die Elektronen im negativen Glimmlicht sind meistens thermalisiert), dann erhält man für die Anregungsrate durch direkten Elektronenstoß:

$$T_d = \langle \sigma \rangle_1 J_{ef} N + \langle \sigma \rangle_2 J_{ef} N_+ \quad (13)$$

wobei J_{ef} die Stromdichte schneller Elektronen und N_+ die Dichte der Kupferionen ist.

Die Anregungsrate durch Kaskadenprozesse ist

$$T_k = \sum_j A_j N_j. \quad (14)$$

Die Besetzungsdichte N_j in den Energieniveaus j wächst also durch Elektronenstoßanregung:

$$N_j = (\langle \sigma \rangle_{j1} J_{ef} N + \langle \sigma \rangle_{j2} J_{ef} N_+) \tau_j \quad (15)$$

wobei τ_j die Lebensdauer des Energieniveaus j ist. Mit

$$T_e = T_d + T_k \quad (16)$$

und Gln. (13), (14), (15) erhält man

$$\begin{aligned} T_{oe} = & (\langle \sigma \rangle_{o1} + \sum_j A_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) J_{ef} N \\ & + (\langle \sigma \rangle_{o2} + \sum_j A_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) J_{ef} N_+ \end{aligned} \quad (17)$$

$$T_{ue} = (\langle \sigma \rangle_{u1} + \sum_j \Lambda_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) J_{ef} N + (\langle \sigma \rangle_{u2} + \sum_j \Lambda_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) J_{ef} N_+ \quad (18)$$

Die Indizes o und u bedeuten die Anregung des oberen bzw. unteren Laserniveau.

Die gesamte Anregungsrate setzt sich aus den Raten für Elektronenstoßanregung T_{oe} bzw. T_{ue} , für Resonanz-Umladung T_r (nur für das obere Laserniveau) und Penning-Ionisation T_p (nur für das untere Laserniveau) zusammen:

$$T_o = T_r + T_{oe} \quad (19)$$

$$T_u = T_p + T_{ue} \quad (20)$$

Diese Anregungsraten sind in einer Entladung Funktionen der Dichten der Ionen, Elektronen und Atome, die allgemein vom Kathodenabstand D , dem Gasdruck P , dem Entladungsstrom I , der Gastemperatur T und dem Ort r abhängen:

$$N = N(D, P, I, T, r) \quad (21)$$

Um eine möglichst große Ausgangsleistung des Lasers zu bekommen, muß T_o viel größer sein als T_u ; deshalb wird im folgenden der Zusammenhang der Dichte mit dem Entladungsstrom für verschiedene Parameter theoretisch und experimentell untersucht.

2.2. Hochstromglimmentladung

2.2.1. Kathodenfalltheorie

Vor einer eingehenden Diskussion über stromstarke Hohlkathodenentladungen und optimale Kathodengeometrie soll ein qualitativer Überblick über die Kathodenfalltheorie gegeben werden.

Brennt eine Entladung mit zwei ebenen Elektroden bei einem Gasdruck von etwa 1 Torr, so bilden sich hauptsächlich zwei helle und zwei dunkle Zonen aus, welche in Richtung von der Kathode zur Anode folgende Bezeichnungen tragen: Kathodenfallraum(KFR), negatives Glimmlicht(NG), Faradayscher Dunkelraum und positive Säule. Zwischen den verschiedenen Gebieten bestehen Übergänge, die in Abhängigkeit von Gasart und Gasdruck mehr oder weniger scharf begrenzt sind. Abb.4 zeigt anschaulich den räumlichen Aufbau und qualitativ den örtlichen Verlauf des Potentials, der Feldstärke, der Raumladung und der Stromdichten in einer Glimmentladung. Die Elektronen, die aus der Kathode durch Photonen, Ionen und Neutralteilchen ausgelöst werden, erfahren vor der Kathode in einem durch die Raumladung der positiven Ionen bestimmten Gebiet hoher Feldstärke eine starke Beschleunigung. Durch Stoßprozesse mit dem Neutralgas entstehen positive Ionen und Elektronen, wobei vorwiegend die letzteren nach Erlangung der notwendigen Geschwindigkeit sekundäre Ladungsträgerpaare erzeugen. Während die positiven Ionen durch Umladungsvorgänge abgebremst auf die Kathode auftreffen, erzeugt der Strom schneller Elektronen, das nahezu feldfreie Strahlplasma des negativen Glimmlichtes/20/.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Gasentladung ist in Abb.5. dargestellt. Bei niedrigen Strömen liegt die Townsend-Entladung vor. Mit zunehmendem Strom geht diese in die normale Glimmentladung über. Diese ist durch die vom

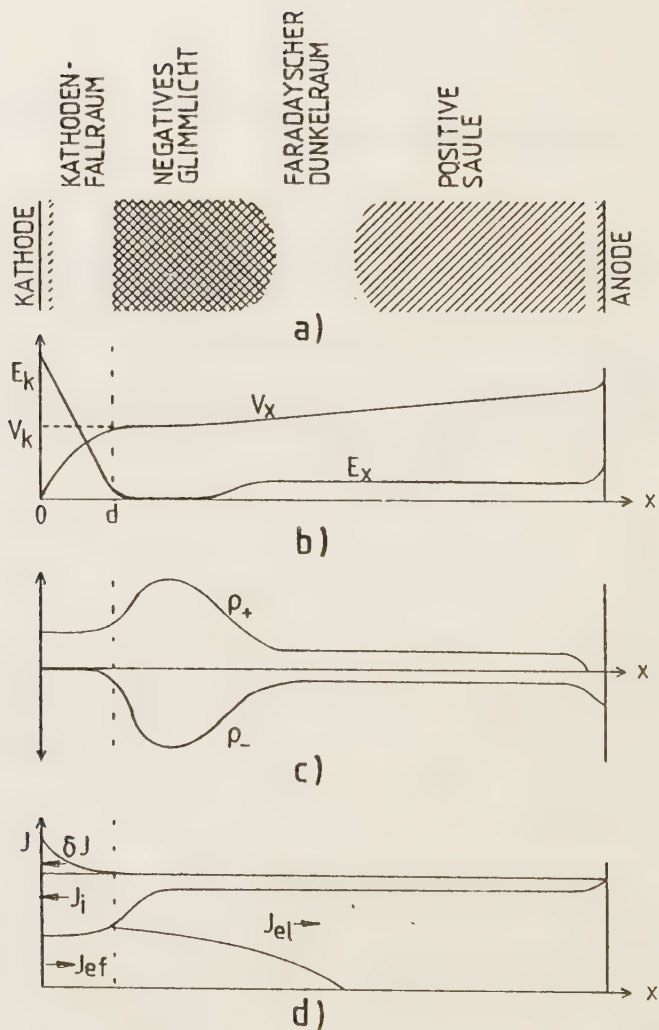


Abb.4. Schematische Darstellung einer Glimmentladung. a) Entladungsgebiete, b) Feld- (E_x) und Potentialverlauf (V_x), c) Ladungsträgerdichteverlauf (ρ_+ , ρ_-) und d) Stromdichteverteilung (J : die gesamte Stromdichte auf der Kathode, J_i : die Stromdichte der sekundären Ionen, J_{ef} : die der schnellen Elektronen und δJ : die der vom negativen Glimmlicht ambipolardiffundierenden Ionen).

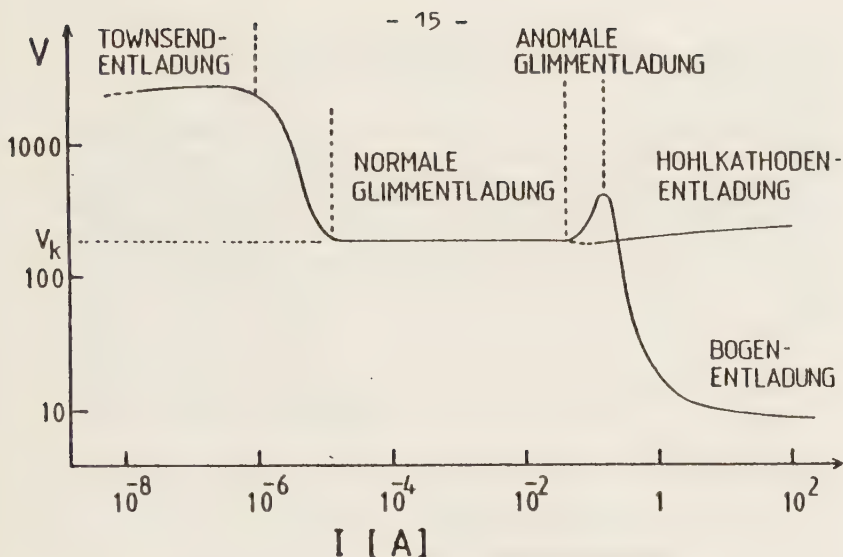


Abb.5. Niedrigste Brennspannung für die verschiedenen Arten selbstständiger Entladungen. V_k ist die normale Kathodenfallspannung.

Entladungsstrom unabhängige konstante Brennspannung charakterisiert. Bei weiterer Steigung des Stroms geht sie in die anomale Glimmentladung über: Die Brennspannung steigt mit zunehmendem Strom. Schließlich liegt bei sehr hohen Strömen die Bogenentladung vor, die durch eine niedrige Brennspannung charakterisiert ist.

In einer Hohlkathodenentladung liegen die Verhältnisse anders: Der Glimmlichtbereich läßt sich zu wesentlich höheren Strömen ausdehnen als bei der ebenen Entladung. Jedoch kann die Hohlkathodenentladung durch lokale Störungen auf der Kathode (Verunreinigung etc.) in eine Bogenentladung umschlagen ("Bogenumschlag").

Im Folgenden soll untersucht werden, wie man - im Hinblick auf den Hohlkathodenlaser - die Stromdichte einer Hohl-

kathodenentladung ohne Bogenumschlag steigern kann.

Die Stromdichte an der Kathode in einer Glimmentladung setzt sich aus folgenden Teilstromdichten zusammen/21/:
Der Stromdichte der von der Kathode emittierten Elektronen J_e , der im Fallraum entstehenden Ionen J_i und der aus dem negativen Glimmlicht abdiffundierenden Ionen δJ .

$$J = J_e + J_i + \delta J \quad (22)$$

$$J_e = \gamma (J_i + \delta J) + (z_m + z_p) J \quad (23)$$

$$J_i = (M - 1) J_e \quad (24)$$

δ : Plasmawirkungsgrad

γ : Kathodenwirkungsgrad

$z_m J$: Elektronenemission durch metastabile Atome

$z_p J$: Photoelektronenemission

M : Elektronenvermehrung

Aus diesen Gleichungen ergibt sich die Elektronenvermehrung M zu:

$$M = (1 + 1/\gamma) (1 - \delta) / (1 - (z_m + z_p) \gamma) \quad (25)$$

Andererseits ist M durch Integration des Ionisierungskoeffizienten a_x über die Kathodenfalllänge d gegeben

$$M = \exp \int_0^d a_x dx. \quad (26)$$

a_x ist eine Funktion des Gasdruckes P und der Feldstärke E_x , die im Kathodenfallraum eine linear abnehmende Funktion des Abstands x ist (vgl. Abb.4.b).

Ist η das Verhältnis von Gesamtstrom J zu Ionenstrom

$$J_i + \delta J_i$$

$$J = \eta (J_i + \delta J) = \eta \rho_+ v_+, \quad (27)$$

wobei die Ladungsdichte ρ_+ nach der Poisson-Gleichung bestimmt wird:

$$d^2V/dx^2 = - \rho_+/\epsilon_0, \quad (28)$$

V : Potential

ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante

so erhält man durch Einsetzen der Ionengeschwindigkeit v_+ in Gl. (27) Ausdrücke für J/P^2 . Falls

$$v_+ = u_+ E/P, \quad (E/P \leq w_1), \quad (29)$$

wobei u_+ und w_1 Konstanten sind/22/, so gilt,

$$J/P^2 = (u_+\eta/\pi) \cdot v_k^2/(P \cdot d)^3 \quad (30)$$

v_k : Kathodenfallspannung.

Geht man dagegen von

$$v_+ = k_+ (E/P)^{1/2}, \quad (E/P > w_1), \quad (31)$$

k_+ :Konstante

aus, wie Ward/24/, so ergibt sich

$$J/P^2 = k_+\eta/(\sqrt{2} \pi) \cdot v_k^{3/2}/(P \cdot d)^{5/2}. \quad (32)$$

Berücksichtigt man, daß in einer Gasentladung $P \cdot d$ konstant ist/22.23.24/, so ist, wie die Gln. (30) und (32) zeigen,

die Stromdichte bei einem bestimmten Gasdruck und einer bestimmten Kathodenfallspannung stets konstant.

Der Entladungsstrom beschränkt sich somit auf die nötige Kathodenoberfläche. Bei höherem Strom vergrößert sich nur diese Oberfläche und erst wenn die Kathodenoberfläche voll bedeckt wird, steigt die Brennspannung der Entladung. Dieser Bereich, in dem die Spannung mit der Stromstärke steigt, anomale Glimmentladung genannt, geht bei weiterer Erhöhung des Stroms in eine Bogenentladung über, deren Brennspannung wesentlich geringer ist. Der Entladungsstrom der Bogenentladung konzentriert sich nur auf eine Stelle der Kathodenoberfläche.

Die höchste Stromdichte in einer Glimmentladung ist somit durch den Bogenumschlag begrenzt, den man anhand der Glühelektronen darstellen kann. Je mehr der Strom erhöht wird, um so heißer wird die Kathode und um so mehr kathodische Primärelektronen sind dann Glühelektronen, die auf der Kathode wie eine Erhöhung des Kathodenwirkungsgrades γ wirken/22/:

$$\gamma' = \gamma + (1 + \gamma)/(I/I_g - 1), \quad (33)$$

wobei γ' der erhöhte Kathodenwirkungsgrad, I der Entladungsstrom und I_g der Strom durch die Glühelektronen ist;

$$I_g = f A T^2 e^{-B/T} \quad (34)$$

f , A , B : Konstanten

T : Temperatur an der Kathode.

Wenn die Temperatur hoch genug ist und der Ioneneinschlag auf der Kathode keine merkliche Rolle bei der Elektronenemission spielt, ist für die Selbstständigkeit der Entladung keine höhere Feldstärke sondern eine hohe

Stromdichte nötig, um eine hinreichende Temperatur aufrechtzuerhalten. Dadurch wird die Kathodenfallspannung geringer.

Die Steigerung der Stromdichte in der Glimmentladung ist, wie die Gln. (30) und (32) zeigen, nur durch Erhöhung der Kathodenfallspannung V_k , wie in einer anomalen Glimmentladung, oder durch Erhöhung von η , d.h. Erhöhung der Elektronenemission an der Kathode möglich.

Da sich eine Erhöhung von V_k als sehr problematisch erweist, weil für 100-fache Stromdichte mindestens 10-fache Spannung (einige Kilovolt!) nötig ist, bleibt die Vergrößerung von η als einzige Möglichkeit. Dies ist bei der Hohlkathodenentladung realisiert.

2.2.2. Hohlkathodenentladung

Besteht eine Kathode bei einer Glimmentladung aus zwei Platten in einem bestimmten Abstand, dann ändert sich die Ladungsträgerzahl in dem Zwischenraum durch die Hohlkathodeneffekte/25,26,27/: Der Verlust der Photonen und metastabilen Atome ist geringer, deshalb ist die kathodische Elektronenemission durch z_m und z_p größer. Die schnellen Elektronen, die durch die Glimmzonen laufen, werden an der gegenüberliegenden Kathode reflektiert und pendeln im negativen Glimmlicht/28/. Dadurch erhöht sich die Zahl der Ladungsträger. Die Raumladung bei der Verschmelzung der zwei negativen Glimmzonen verkleinert die Kathodenfalllänge d , wodurch sich nach Gln. (30) und (32) J vergrößert. Die zerstäubten Atome, die ein relativ niedriges Ionisierungspotential haben, vergrößern ebenfalls die Elektronenvermehrung M . Die Anteile der verschiedenen Effekte bei einer Hohlkathodenanordnung sind nicht bekannt, aber insgesamt

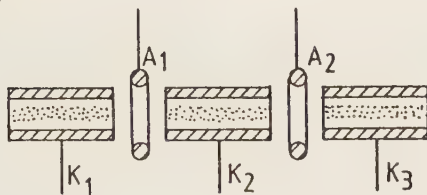
ist die Stromdichte bei Hohlkathoden etwa 1000-mal größer als bei ebenen Kathoden/29/.

Die Hohlkathodenentladung wird schon lange als inkohärente Lichtquelle zur Untersuchung von Metallspektren verwendet. Seit kurzem wurden wegen der erzielbaren hohen Ionendichten verschiedene Hohlkathodenstrukturen für Metalldampf-Ionenlaser entwickelt. Die zwei wichtigsten Typen sind dabei die zylindrische und die planparallele Kathode (Abb.6.). Die Hohlkathodeneffekte in zylindrischen Kathoden sind ausgeprägter als in planparallelen, aber wegen der axialen Inhomogenität darf die Kathodenlänge nicht größer als das 7-fache des Durchmessers sein/30/, deshalb hat man mit Löchern versehene hohle Zylinder oder geschlitzte Zylinder erprobt. Beim planparallelen Typ ergibt sich eine bessere Homogenität in der Entladung. Es sollte jedoch wegen der Abtragung der Kathode durch die Zerstäubung eine variable Schlitzbreite vorhanden sein. Außerdem ist eine effektive Kühlung wichtig, um den Bogenumschlag zu vermeiden.

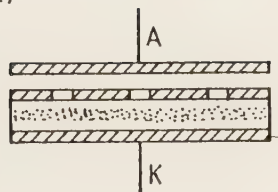
Da die Hohlkathode eine hohe Ionendichte im negativen Glimmlicht erzielt, soll der Schlitzabstand größer als das Doppelte der Kathodenfalllänge und kleiner als das Doppelte des Abstandes von der Kathode bis zum Ende des negativen Glimmlichts sein. Da die optimale Geometrie für den Hohlkathodenlaser anders sein kann als für die Hohlkathodenentladung, muß in jedem Fall der optimale Schlitzabstand experimentell untersucht werden.

a) Zylindrische Hohlkathode

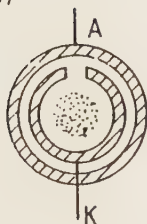
1)



2)



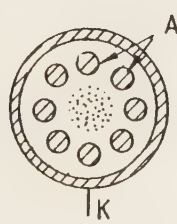
3)



4)



5)

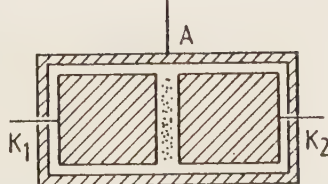


b) Planparallele Hohlkathode

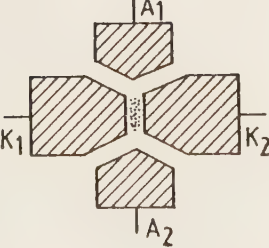
1)



2)



3)



K : Kathode

A : Anode

⋯ : Negatives Glimmlicht

Abb.6. Verschiedenen Hohlkathodenstrukturen.

2.3. Teilchendichten im Kathodenhohlraum

2.3.1. Elektronendichte

Um die Ladungsträgerdichte im Kathodenhohlraum zu untersuchen, sollen zwei verschiedene Entladungsgebiete betrachtet werden.

Im Kathodenfallraum werden die Elektronen durch die hohe Feldstärke stark beschleunigt, so daß die Elektronendichte im Verhältnis zur Ionendichte vernachlässigbar klein ist. Die Elektronenstromdichte jedoch ist groß.

Im negativen Glimmlicht(NG) hingegen ergibt sich eine hohe Plasmadichte und die meisten Elektronen existieren zusammen mit Ionen als thermalisierte Ionenpaare/31/, d.h.

$$n_e(\text{NG}) = n_+(\text{NG}). \quad (35)$$

Um die räumliche Verteilung der Elektronen im negativen Glimmlicht berechnen zu können, muß man folgende Prozesse berücksichtigen: Die Neuerzeugung von Elektronen durch Ionisierung von Neonatomen und die dabei auftretende Thermalisierung schneller Elektronen; das Verschwinden von Elektronen durch ambipolare Diffusion und durch Rekombination mit Ionen. Zusammengefaßt ergeben alle diese Prozesse eine Diffusionsgleichung für die räumliche Verteilung $n_e(r)$ der Elektronen.

Die Erzeugungsrate $dn_e(r)/dt$ von Elektronen durch Ionisierung von Neonatomen ist proportional zur Stromdichte J_{ef} schneller Elektronen, sowie zur Dichte n_0 der Neonatome,

$$dn_e/dt = \langle \sigma \rangle_1 n_0 J_{ef}(r). \quad (36)$$

Dabei ist $\langle \sigma \rangle_1$ der mittlere Wirkungsquerschnitt für die Ionisation.

Die Thermalisierung schneller Elektronen wird durch eine Kontinuitätsgleichung beschrieben,

$$dn_e/dt = - \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{ef}(r). \quad (37)$$

Dabei ist J_{ef} (Elektronen/cm²/s) wie oben die Stromdichte schneller Elektronen.

Die ambipolare Diffusion, d.h. die gemeinsame Diffusion von Ionen und Elektronen aus dem nahezu feldfreien negativen Glimmlicht wird durch eine Diffusionsgleichung beschrieben

$$dn_e/dt = D_a \nabla^2 n_e(r) \quad (38)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten D_a .

Schließlich wird die Rekombination von Elektronen mit Ionen durch die Gleichung

$$dn_e/dt = - \langle \sigma v \rangle_w n_e(r) n_+(r) \quad (39)$$

beschrieben. Dabei ist $n_+(r)$ die Ionendichte, während $\langle \sigma v \rangle_w$ das über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemittelte Produkt aus Rekombinationsquerschnitt und Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ist.

Faßt man Gln. (36) bis (39) zusammen, so erhält man/32/

$$\begin{aligned} dn_e(r)/dt = D_a \nabla^2 n_e(r) + \langle \sigma \rangle_1 n_0 J_{ef}(r) \\ - \langle \sigma v \rangle_w n_e(r) n_+(r) - \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{ef}(r). \end{aligned} \quad (40)$$

Mit Hilfe von Gl.(40) soll nun versucht werden, einen Ausdruck für die mittlere Elektronendicht n_e im negativen Glimmlicht für den stationären Fall zu erhalten.

Dazu müssen die Gleichungen (36) - (39) über das Gebiet des negativen Glimmlichts integriert werden. Dabei wird

benutzt, daß die Form der räumlichen Elektronendichteverteilung $n_e(r)$, sowie der Stromdichteverteilung $J_{ef}(r)$ unabhängig vom Entladungsstrom ist/20/:

$$n_e(r) = R_{ne}(r) \cdot n_e \quad (41)$$

$$J_{ef}(r) = R_{ef}(r) \cdot J_{ef} \propto I. \quad (42)$$

Dabei beschreiben R_{ne} und R_{ef} die Ortsabhängigkeit der Elektronendichte bzw. der Stromdichte schneller Elektronen.

Die gesamte ambipolare Elektronendiffusion ist proportional dem Strom, weil im Kathodenhohlraum alle Elektronen, die aus dem negativen Glimmlicht herausdiffundieren, zum Entladungsstrom beitragen:

$$\int^{NG} D_a \nabla^2 n_e(r) dv = - a_1 I \quad (43)$$

a_1 ; positiver Proportionalitätsfaktor

Da die Energie des Überwiegenden Teiles der Plasmaelektronen zur Ionisierung nicht ausreicht (mehr als 99 % der Plasmaelektronen liegen im Energiebereich unter 1 eV /30/, ist nur die Stromdichte der schnellen Elektronen wirksam, die ebenfalls dem Entladungsstrom proportional ist:

$$\int^{NG} \langle \sigma v \rangle_1 n_0 J_{ef}(r) dv = a_2 I \quad (44)$$

a_2 ; Proportionalitätsfaktor

Die Rekombinationsrate ist proportional zum Produkt der Elektronen- und Ionendichte, also zum Quadrat der Elektronendichte:

$$\int^{NG} \langle \sigma v \rangle_w n_e(r) n_+(r) dv = a_3 n_e^2 \quad (45)$$

a_3 ; Proportionalitätsfaktor

Die Thermalisierung der schnellen Elektronen ist wiederum proportional zum Strom:

$$\int^{NG} \vec{V} \cdot \vec{J}_{ef}(r) dv = a_4 I \quad (46)$$

a_4 ; Proportionalitätsfaktor

Durch Addition der Gln. (43) bis (44), ergibt sich für stationäre Entladungsverhältnisse ($dn_e/dt = 0$), daß die mittlere Elektronendichte proportional zur Wurzel des Stroms ist:

$$n_e = a_0 I^{1/2}, \quad (47)$$

wobei

$$a_0 = (a_1 + a_2 + a_4)/a_3 \quad (48)$$

ist.

2.3.2. Dichte metastabiler Neonatome

Die Erzeugung der metastabilen Neongasatome geschieht hauptsächlich durch Elektronenstoßanregung und durch Kaskadenzerfall/41/:

$$dn_m/dt = \langle \sigma \rangle_{m0} n_0 J_{ef} + \sum_i A_{mi} n_i \quad (49)$$

Dabei bedeuten A_{mi} und n_i die spontanen Übergangsraten zum metastabilen Zustand m bzw. die Besetzungsdichten der

Energieniveaus i. $\langle \sigma \rangle_{mo}$ ist der Anregungsquerschnitt vom Grundzustand zum metastabilen Zustand m. Da

$$n_i = \langle \sigma \rangle_{io} n_o J_{ef} \tau_i \quad (50)$$

gegeben ist, wobei τ_i die Lebensdauer des Energieniveaus i ist, folgt

$$dn_m/dt = n_o J_{ef} (\langle \sigma \rangle_{mo} + \sum_i \langle \sigma \rangle_{io} \lambda_{mi} \tau_i). \quad (51)$$

Der metastabile Zustand wird durch folgenden Prozeß abgebaut: Inelastische Stöße mit schnellen und langsamen Elektronen, Zweier- oder Dreierstöße mit neutralen Atomen, Wandstoß, sowie Penning-Ionisation durch Zusammenstoß mit Kupferatomen. In der genannten Reihenfolge ergibt sich für die Dichte im metastabilen Zustand/41/:

$$\begin{aligned} dn_m/dt = & \langle \sigma \rangle_{efm} n_m J_{ef} + \langle \sigma v \rangle_{em} n_m n_e + \langle \sigma v \rangle_{om} n_m n_o \\ & + \langle \sigma' \rangle_{dm} n_m n_o^2 - D_m \nabla^2 n_m + \langle \sigma v \rangle_p n_m N \end{aligned} \quad (52)$$

Im stationären Zustand ist die Summe der Gln. (51) und (52) Null, und n_m ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} n_m = & \frac{n_o J_{ef} (\langle \sigma \rangle_{mo} + \sum_i \langle \sigma v \rangle_{io} \lambda_{mi} \tau_i)}{\langle \sigma \rangle_{efm} J_{ef} + \langle \sigma v \rangle_{em} n_e + \langle \sigma v \rangle_{om} n_o + \langle \sigma' \rangle_{dm} n_o^2 +} \dots \\ & \dots \frac{\dots}{\langle \sigma v \rangle_p N - D_m \nabla^2} \end{aligned} \quad (53)$$

Durch Einsetzen von Gl.(47) in Gl.(53) folgt

$$n_m = \frac{b_1 I}{b_2 I + b_3 I^{1/2} + b_4 + \langle \sigma v \rangle_p N - D_m \nabla^2} \quad (54)$$

wobei die b_i Proportionalitätsfaktoren sind.

Nach Ergebnissen von Samson/33/ gehen in einer ebenen Entladung dann mehr metastabile Neonatome durch Elektronenstoß in den Grundzustand über als durch Wandstoß, wenn die Elektronendichte, die Atomdichte und das Quadrat des Radius des Entladungsrohres folgende Ungleichung erfüllen:

$$n_o n_e R^2 > 5 \times 10^{25} \text{ cm}^{-4} \quad (55)$$

In der Hohlkathodenentladung nimmt $n_o n_e R^2$ größenordnungs-
mäßig den Wert 10^{28} cm^{-4} an, so daß der Abbau metastabiler
Atome durch Wandstoß ($D_m \nabla^2$ in Gl.(54)) gegenüber dem Abbau
durch Elektronenstoß ($b_3 I^{1/2}$ in Gl.(54)) viel geringer
ist. Da die Metallatomdichte N ebenfalls mit dem Strom
zunimmt, ergibt sich aus Gl.(54), daß n_m in Hochstrom-
entladungen gesättigt wird.

2.3.3. Ionendichte

In einer Mischgasentladung sammelt sich die Gasart mit
geringerem Ionisierungspotential an der Kathode an
(Kataphorese), so daß ein Druckgradient entsteht. Der
Ionendichtegradient ist dabei viel größer als der
Druckgradient/34/.

Es soll deshalb untersucht werden, wie sich die Dichte der
Neonionen, die für die Anregung des oberen Laserniveaus
die Hauptrolle spielen, zur Dichte der Kupferionen bei
zunehmendem Entladungsstrom verhält.

Ist N_+ die Kupferionendichte und n_+ die Neonionendichte in einer Hohlkathodenentladung, so definiert man ξ als das Verhältnis der Zahl der Kupferionen zur Gesamtzahl aller Ionen

$$\xi = N_+ / (n_+ + N_+). \quad (56)$$

Die räumliche Verteilung der Neon-Ionendichte im stationären Zustand ist, analog zu Gl.(36), durch

$$\begin{aligned} D_a \nabla^2 n_+(r) + \langle \sigma \rangle_1 n_0 J_{ef}(r) - \langle \sigma v \rangle_w n_e(r) n_+(r) \\ - \langle \sigma v \rangle_r n_+(r) N(r) = 0 \end{aligned} \quad (57)$$

gegeben. Dabei beschreiben der erste Term die Verluste durch ambipolare Diffusion, der zweite die Erzeugung durch Ionisierung, der dritte die Verluste durch Rekombination und der vierte -abweichend von Gl.(40)- die Verluste durch Resonanz-Umladungsprozesse. Ähnlich wie in Abschnitt 2.3.1 lauten die Volumenintegrale der einzelnen Terme:

$$\int^{NG} D_a \nabla^2 n_+(r) dv = - (1 - \xi) a_1 I \quad (58)$$

$$\int^{NG} \langle \sigma \rangle_1 n_0 J_{ef}(r) dv = a_2 I \quad (59)$$

$$\int^{NG} \langle \sigma v \rangle_w n_e(r) n_+(r) dv = a_3 a_0 I^{1/2} n_+ \quad (60)$$

$$\int^{NG} \langle \sigma v \rangle_r n_+(r) N(r) dv = a_5 n_+ N \quad (61)$$

Aus Gln. (58) bis (61) ergibt sich

$$n_+ = \frac{- (1 - \xi) a_1 I + a_2 I}{a_3 a_0 I^{1/2} + a_5 N}. \quad (62)$$

Nun gilt nach Gl.(47):

$$n_+ + N_+ = n_e = a_0 I^{1/2}. \quad (63)$$

Daraus folgt:

$$1 - \xi = n_+ / (a_0 I^{1/2}) \quad (64)$$

Setzt man diesen Wert für $1 - \xi$ in Gl.(62) ein, so ergibt sich unmittelbar

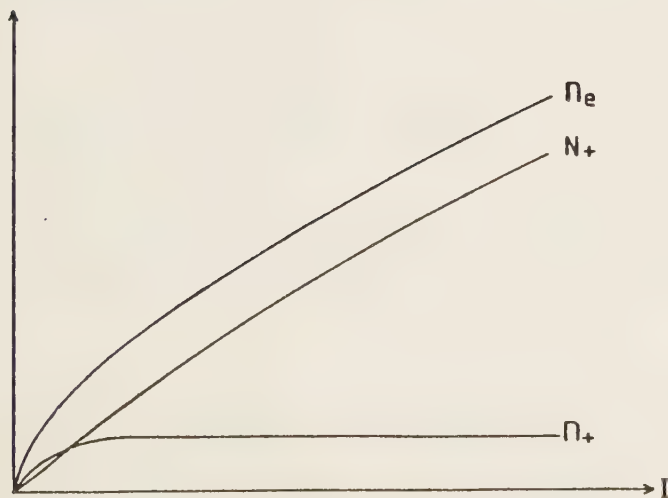


Abb.7. Abhängigkeit der Elektronen- (n_e) , Kupferionen- (N_+) und Neonionendichte (n_+) vom Entladungsstrom.
 $n_e = N_+ + n_+$.

$$\xi = 1 - \frac{a_2 I}{a_5 a_0 N I^{1/2} + a_3 a_0^2 I + a_1 I} \quad (65)$$

und

$$n_+ = \frac{a_0 a_2 I}{a_5 a_0 N + a_3 a_0^2 I^{1/2} + a_1 I^{1/2}}. \quad (66)$$

Wenn also die Kupferatomdichte N proportional zum Strom I ist (darauf geht der nächste Abschnitt ein), dann nähert sich ξ dem Wert eins und n_+ geht bei einem bestimmten Wert in Sättigung (Abb. 7.).

2.4. Kathodenzerstäubung

2.4.1. Zerstäubungsrate

Da der Dampfdruck von Kupfer sehr niedrig ist, würde man eine für Lasertätigkeit genügende Kupferatomdichte von 10^{14} Atome/cm³ erst bei Temperaturen von etwa 1200 °C erhalten. Der Zerstäubungsprozeß, der darin besteht, daß das auftreffende Ion von der Metalloberfläche eins oder mehrere Metallatome auslöst/35/, erzeugt in der Hohlkathodenentladung einen Dampfdruck entsprechender Größe schon bei niedriger Temperatur (wassergekühlte Kathode!). Die Zerstäubungsrate, d.h. Verhältnis der Zahl emittierter Atome zur Zahl einfallender Ionen, ist vom Kathodenmaterial abhängig und nimmt mit der Ionenmasse zu. Wenn die Ionenenergie kleiner als hundert eV ist, zeigt die Zerstäubungsrate allgemein Proportionalität zur Ionenenergie. Nach Angaben von Windawi/36/ ist die Zerstäubungsrate von Kupferpolykristallen durch Neonionen proportional zur Energie über dem Schwellenwert und nimmt mit der Kathodentemperatur ab.

Unter der Annahme, daß die Temperaturschwankungen in der Hohlkathodenentladung vernachlässigbar klein sind, ist die Zerstäubungsrate S gegeben durch:

$$S(E) = c (E - D) \quad (67)$$

wobei E die Energie der eintreffenden Ionen, D die Schwellenenergie und c ein Proportionalitätsfaktor ist.

Da die Ionen durch Stoß mit Neutralatomen und durch Umladung Energie verlieren, ist die Maximalenergie viel niedriger als aus der Kathodenfallspannung zu erwarten ist. Davis et al./37/ geben die Energieverteilung einfallender Ionen an unter der Annahme, daß die Kathodenfalllänge d viel größer ist als die freie Weglänge des Ions ℓ :

$$E_k/n_+ \cdot dn_+(E)/dE = d/(2l) \cdot \exp(-d/(2l) \cdot E/E_k) \quad (68)$$

Die Zerstäubungsmenge Y_n erhält man dann durch Integration des Produkts von Zerstäubungsrate und Ionenenergieverteilung:

$$Y_n = \int S_n(E) n_+(E) dE, \quad (69)$$

wobei der Index n die Zerstäubung durch Neonionen bedeutet. Da die Energieverteilung der Ionen vom Entladungsstrom unabhängig ist, läßt sich die Gl.(69) einfacher umschreiben:

$$Y_n = S_n n_+, \quad (70)$$

wobei S_n und n_+ die durchschnittliche Zerstäubungsrate bzw. Ionendichte ist.

Der Beitrag der Metallionen ist einfach

$$Y_N = S_N N_+, \quad (71)$$

weil die Metallionen wegen des niedrigen Ionisierungspotentials und ihrer Masse kaum Ladungsaustausch erfahren und somit wenig von der Kathodenfallenergie verlieren.

Das Verhältnis der Zerstäubungsraten ist deshalb

$$S_n \ll S_N. \quad (72)$$

Die gesamte Zerstäubungsmenge ist dann die Summe der Gln. (71) und (72):

$$Y = Y_n + Y_N \quad (73)$$

Das Ionendichteverhältnis ist definiert als

$$N_+ = \xi (n_+ + N_+) \quad (74)$$

und die Zahl der sich vom Glimmsaum zur Kathode bewegenden Ionen ist proportional zum Strom:

$$n_+ + N_+ = c_1 I \quad (75)$$

c_1 : Konstante

Aus Gl.n. (70) bis (75) ergibt sich dann:

$$Y = S_n (1 - \xi) c_1 I + S_N \xi c_1 I. \quad (76)$$

Unter der Annahme, daß die Metalldampfdichte N proportional zur Zerstäubungsmenge Y ist, folgt

$$N = S_n (1 - \xi) c_o I + S_N \xi c_o I, \quad (77)$$

wobei c_o ein Proportionalitätsfaktor ist.

Durch Einsetzen von ξ aus Gl.(65) in Gl.(77) erhält man

$$N = (K I^{1/2} - L) I^{1/2} + ((K I^{1/2} - L)^2 I + M I^{3/2})^{1/2}, \quad (78)$$

wobei

$$K = S_N c_o / 2 \quad (79)$$

$$L = (a_3 a_o^2 + a_1) / (2 a_5 a_o) \quad (80)$$

$$M = \frac{(a_3 a_o + a_1 - a_2) S_N c_o}{a_5 a_o + a_2 S_n / (a_5 a_o)} \quad (81)$$

Bei höheren Strömen folgt aus Gl.(78) näherungsweise

$$N = 2 K I = S_N c_0 I \quad (82)$$

Dies ergibt durch Vergleich mit Gl.(77), daß das Ionenverhältnis ξ schon annähernd Eins ist.

Im Niederstrombereich zwischen 0,01 und 0,05 A/cm² wurde beobachtet/38/, daß die Zerstäubungsmenge vom Strom I^n abhängig ist, wobei $n \approx 3,8$ ist. Im Strombereich über 0,05 A/cm² zeigt sich jedoch Linearität mit dem Entladungsstrom/12/. Da der Stromwert von 0,05 A/cm² viel kleiner als der Schwellenstrom beim Hohlkathodenlaser ist (0,3 A/cm²), ist es sicher richtig, bei der Behandlung des Lasers von einem linearen Zusammenhang von Metaldampfdichte und Entladungsstrom auszugehen.

2.4.2. Dynamik der zerstäubten Atome

Die zerstäubten Kupferatome werden mit bestimmter Energieverteilung $f(E)$ emittiert/39/ und nach kurzem Flug thermalisiert. Wird das mit der Energie E_z austretende Atom auf einer Fluglänge l_{th} thermalisiert, dann definiert man als Quellenfunktion der thermalisierten Atome:

$$Q(l_{th}) = Y f(E_z) \quad (83)$$

Die thermalisierten Atome diffundieren hin oder zurück (je nach Druckgradient), was man sich anhand der Diffusionsgleichungen klarmachen kann.

Im Kathodenfallraum wird die Kupferatomdichte durch Thermalisierung der zerstäubten Kupferatome erzeugt ($Q(r)$) und sie verringert durch Diffusion und Ionisierung.

$$D_N \nabla^2 N(r) - \Omega_1(r) N(r) + Q(r) = dN(r)/dt, \quad (84)$$

wobei Ω_i ein makroskopischer Ionisierungsquerschnitt ist:

$$\Omega_i(r) = \langle \sigma \rangle_{Ni} J_{ef}(r) + \langle \sigma v \rangle_r n_+(r) + \langle \sigma v \rangle_p n_m(r) \quad (85)$$

Dabei ist $\langle \sigma \rangle_{Ni}$ der Ionisierungsquerschnitt der Kupferatome durch schnelle Elektronen, $\langle \sigma v \rangle_r$ der Resonanz-Umladungsquerschnitt und $\langle \sigma v \rangle_p$ der Penning-Ionisationsquerschnitt.

Im negativen Glimmlicht kann man die Quellenfunktion weglassen, muß aber die Rekombination der Kupferionen berücksichtigen:

$$D_N \nabla^2 N(r) - \Omega_i(r) N(r) + \Omega_w(r) N_+(r) = dN(r)/dt \quad (86)$$

$$D_{N+} \nabla^2 N_+(r) - \Omega_w(r) N_+(r) + \Omega_i(r) N(r) = dN_+(r)/dt \quad (87)$$

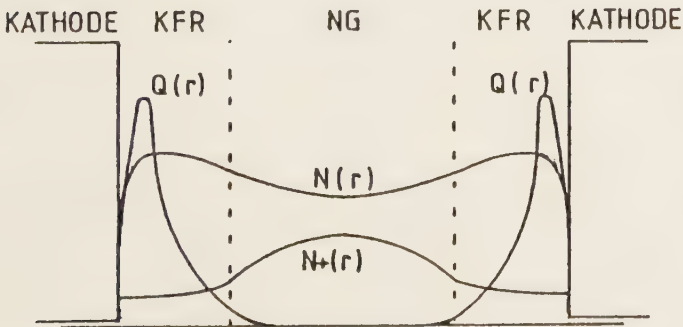


Abb.8. Quellenfunktion der thermalisierten Kupferatome(O) und Dichteverteilung der Kupferatome(N) und Kupferionen(N_+) im Kathodenhohlraum. $Q(r)$ ist eine transformierte Funktion von der Energieverteilung der zerstäubten Kupferatome nach Wehner/39/.

Dabei ist Ω_w ein makroskopischer Rekombinationsquerschnitt:

$$\Omega_w(r) = \langle \sigma v \rangle_{Nw} n_e(r) \quad (88)$$

Da die räumliche Verteilung der $\Omega_i(r)$ und $\Omega_w(r)$ nicht analytisch gegeben ist, ist die Lösung dieser Diffusionsgleichung nur durch numerische Iterationsmethoden möglich. Im speziellen Fall der planparallelen Hohlkathode sind die Gleichungen (84), (86) und (87) eindimensional ($r \rightarrow x$) und die Dichteverteilungen gemäß der Randbedingungen zeigt Abb.8.

2.5. Photonendichte

Die bisher betrachteten Anregungsraten und Teilchendichten sind folgende:

$$T_o = T_r + T_{oe} \quad (19)$$

$$T_u = T_p + T_{ue} \quad (20)$$

$$T_r = \langle \sigma v \rangle_r n_+ N \quad (10)$$

$$T_p = \langle \sigma v \rangle_p n_m N \quad (12)$$

$$T_{oe} = (\langle \sigma \rangle_{o1} + \sum_j A_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) J_{ef} N \\ + (\langle \sigma \rangle_{o2} + \sum_j A_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) J_{ef} N_+ \quad (17)$$

$$T_{ue} = (\langle \sigma \rangle_{u1} + \sum_j A_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) J_{ef} N \\ + (\langle \sigma \rangle_{u2} + \sum_j A_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) J_{ef} N_+ \quad (18)$$

$$N = S_N c_o I \quad (82)$$

$$n_+ = \frac{a_2 I}{a_5 a_o S_N c_o I + (a_3 a_o^2 + a_1) I^{1/2}} \quad (66)$$

$$n_m = \frac{b_1 I}{b_2 I + b_3 I^{1/2} + b_4 + \langle \sigma v \rangle_p S_N c_o I - D_m \nabla^2} \quad (54)$$

$$J_{ef} = B_o I \quad (89)$$

B_o : Proportionalitätsfaktor

$$N_+ = a_0 I^{1/2} - n_+ \quad (90)$$

Die Anregungsrate der Resonanzumladung T_r ergibt sich dann aus Gln. (10), (82) und (66) zu:

$$T_r = \frac{\langle \sigma v \rangle_r a_2 S_N c_0 I^2}{a_5 a_0 S_N c_0 I + (a_3 a_0^2 + a_1) I^{1/2}} \quad (91)$$

Die Anregungsrate der Penning-Ionisation T_p ergibt sich aus Gln. (12), (17) und (54):

$$T_p = \frac{\langle \sigma v \rangle_r b_1 S_N c_0 I^2}{(b_2 + \langle \sigma v \rangle_p S_N c_0) I + b_3 I^{1/2} + b_4 - D_m \nabla^2} \quad (92)$$

Die Anregungsraten durch Elektronenstöße, T_{oe} und T_{ue} , folgen aus Gln. (17), (18), (82), (89) und (90):

$$\begin{aligned} T_{oe} = & (\langle \sigma \rangle_{o1} + \sum_j \Lambda_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) B_0 S_N c_0 I^2 \\ & + (\langle \sigma \rangle_{o2} + \sum_j \Lambda_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) (B_0 a_0 I^{3/2} \\ & - \frac{B_0 a_2 I^2}{a_5 a_0 S_N c_0 I + (a_3 a_0^2 + a_1) I^{1/2}}) \end{aligned} \quad (93)$$

$$\begin{aligned} T_{ue} = & (\langle \sigma \rangle_{u1} + \sum_j \Lambda_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) B_0 S_N c_0 I^2 \\ & + (\langle \sigma \rangle_{u2} + \sum_j \Lambda_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) (B_0 a_0 I^{3/2} \\ & - \frac{B_0 a_2 I^2}{a_5 a_0 S_N c_0 I + (a_3 a_0^2 + a_1) I^{1/2}}) \end{aligned} \quad (94)$$

Bei hohem Entladungsstrom I vereinfachen sich Gln. (91) bis (94) zu:

$$T_r = \langle \sigma v \rangle_r a_2 / (a_5 a_0) \cdot I \quad (95)$$

$$T_p = \langle \sigma v \rangle_p b_1 S_N c_0 / (b_2 + \langle \sigma v \rangle_p S_N c_0) \cdot I \quad (96)$$

$$T_{oe} = (\langle \sigma \rangle_{o1} + \sum_j A_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) B_o S_N c_0 I^2 \\ + (\langle \sigma \rangle_{o2} + \sum_j A_{oj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) B_o a_0 I^{3/2} \quad (97)$$

$$T_{ue} = (\langle \sigma \rangle_{u1} + \sum_j A_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j1}) B_o S_N c_0 I^2 \\ + (\langle \sigma \rangle_{u1} + \sum_j A_{uj} \tau_j \langle \sigma \rangle_{j2}) B_o a_0 I^{3/2} \quad (98)$$

Wie man aus diesen Gleichungen sieht, nimmt die Anregungsrate durch Elektronenstöße quadratisch mit dem Entladungsstrom zu, im Gegensatz zur Anregungsrate der Resonanzumladung und der Penning-Ionisation, die mit dem Strom linear zunehmen.

Da $\langle \sigma v \rangle_r > \langle \sigma v \rangle_p$ und da $n_+ > n_m$, ist in Gln. (10) und (12) T_r größer als T_p .

Andererseits ist T_{oe} kleiner als T_{ue} , weil die Energieverteilung schneller Elektronen im Bereich einiger eV liegt/40/ und der Energiezustand des oberen Laserniveaus ca. 4,6 eV höher ist als des unteren Laserniveaus. Da von metastabilen Zuständen(4s) der Kupferionen nach dem unteren Laserniveau(4p) elektrische Dipolübergänge erlaubt sind, ist der Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßanregung des unteren Laserniveaus größer als der des oberen Laserniveaus/41/. Man sieht somit, daß die gesamte Anregungsrate des unteren Laserniveaus mit zunehmendem Entladungsstrom erst langsam und dann schnell ansteigt, aber die des oberen Laserniveaus erst schnell und dann langsam ansteigt, wie Abb.9.a. und b. zeigen.



a)



b)

Abb.9. a) Anregungsrate des oberen Laserniveaus(T_o) zusammen mit Resonanz-Umladungsrate(T_r) und Elektronenstoßanregungsrate(T_{oe}). $T_o = T_r + T_{oe}$.
 b) Anregungsrate des unteren Laserniveaus(T_u) zusammen mit Penning-Ionisationsrate(T_p) und Elektronenstoßanregungsrate(T_{ue}). $T_u = T_p + T_{ue}$.

Das Verhältnis der zwei Anregungsraten zeigt dann eine Sättigung und weiter einen Abfall im Hochstrombereich. Da die Photonendichte im Laserrohr gegeben ist durch

$$n_p = \frac{R_u (R_o + A)}{B (R_u + R_o)} \cdot \left(\frac{T_u ((R_u - A) T_o / T_u - (R_o + A))}{k R_u (R_o + A) / B} - 1 \right), \quad (99)$$

liegt das Maximum von n_p bei etwas höheren Strömen als das Maximum des Anregungsratenverhältnis T_o/T_u .

Abb.10. zeigt den nach Gl.(99) zu erwartenden Verlauf der Photonendichte, die der Laserausgangsleistung proportional ist.

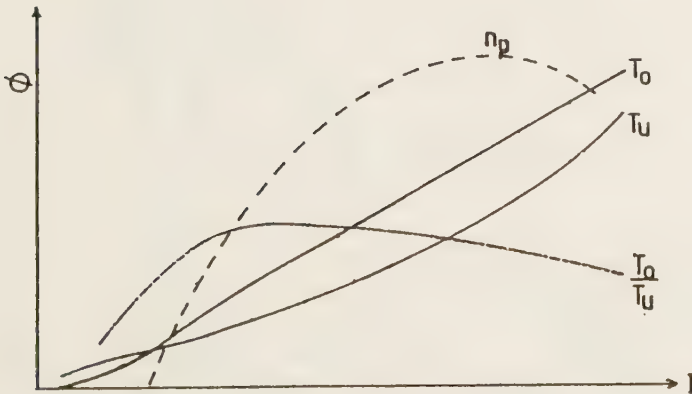


Abb.10. Abhängigkeit des Anregungsverhältnisses (T_o/T_u), der Anregungsrate des oberen (T_o) und des unteren (T_u) und der Photonendichte (n_p) vom Entladungsstrom. Die Photonendichte zeigt ein Maximum in etwas höherem Strombereich als das Anregungsratenverhältnis.

Ohne Laseroszillation, wo $B \cdot n_p$ vernachlässigt wird, ergeben sich die Besetzungsdichten des oberen und unteren Laserniveaus aus Gln. (1) und (2):

$$N_o = T_o / (A + R_o) \quad (100)$$

$$N_u = T_o A / (R_u (A + R_o)) + T_u / R_u \quad (101)$$

Da die Fluoreszenzintensität bei Übergängen aus dem oberen bzw. unteren Laserniveau proportional zu deren Besetzungsdichten ist, lassen sich durch Messung der spontanen Emission des oberen bzw. unteren Laserniveaus deren Anregungsraten feststellen.

3. Experimente

3.1. Aufbau des Lasers

3.1.1. Kathode

Die Kathodenstruktur spielt beim Hohlkathodenlaser eine große Rolle. Die Bedingungen für eine günstige Kathodenstruktur sind bereits in Abschn.2.3. erwähnt worden. Der Querschnitt der in dieser Arbeit verwendeten Kathode ist rechteckig mit den Abmessungen 1,6 mm x 4,5 mm. Die Kathodenlänge beträgt 45 cm. Abb.11. zeigt den Querschnitt

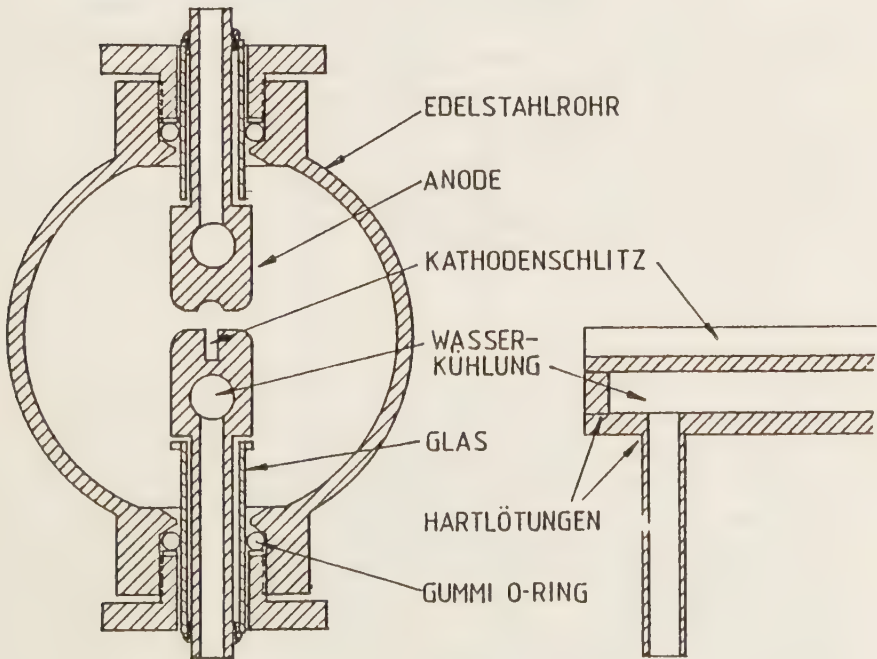


Abb.11. Querschnitte durch das Entladungsrohr mit Elektroden.

der Elektroden, die im Entladungsrohr eingebaut sind. Das Material der Kathode ist Standard-Elektrolytkupfer (Reinheit 99,9 %). Im Laserbetrieb wurde kein Unterschied zwischen sauerstofffreiem Kupfer und Standard-Elektrolytkupfer festgestellt.

Der Kupferstab mit den Außenmaßen von 15 mm x 20 mm wurde für die Wasserkühlung längs der Achse durchbohrt. Bei der Absperrung der Enden und beim Einsetzen eines Rohres, das für die Strom- und Wasserdurchführung erforderlich ist, wurden die Kontaktstellen mit Silber gelötet. Da das Fremdmaterial auf der Kathodenoberfläche bei einer Hochstromentladung leicht Bogenüberschläge hervorruft/42/, wurde die gelötete Stelle durch Metallblech mit einem Abstand von ca. 0,3 mm abgeschirmt (behinderte Entladung), so daß keine Probleme bei Hochstromentladungen auftraten. Die gegen die Schlitzverformung bei einer andauernden Hochstromentladung neuentwickelte Doppelkathodenstruktur wird in Abschn.3.5. im Detail dargestellt.

Die Anode ist ebenfalls aus Kupfer, wassergekühlt und 5 mm gegenüber dem Kathodenschlitz montiert.

Die Rohre für die Strom- und Wasserdurchführung wurden vom Entladungsrohr durch Glas isoliert.

3.1.2. Lasergefäß

Ein Gehäuse für den Laser aus Metall hat gegenüber einem Glasgefäß den entscheidenden Vorteil, daß man die Halterung für die Elektroden usw. mit besserer Genauigkeit einstellen kann. Allerdings hat es auch den Nachteil, daß die Entladung zur Gefäßwand brennen kann; im Betrieb hat sich dies jedoch nicht als sehr störend herausgestellt, da sich die Hohlkathodenentladung sehr stark auf den Hohlraum der Kathode konzentriert.

Für das Gehäuse wurde ein Edelstahl-Rohr mit einem inneren

FENSTER

FENSTER

KATHODE

VAKUUMPUMPE

Abb. 12. Querschnitt durch das Entladungsrohr.

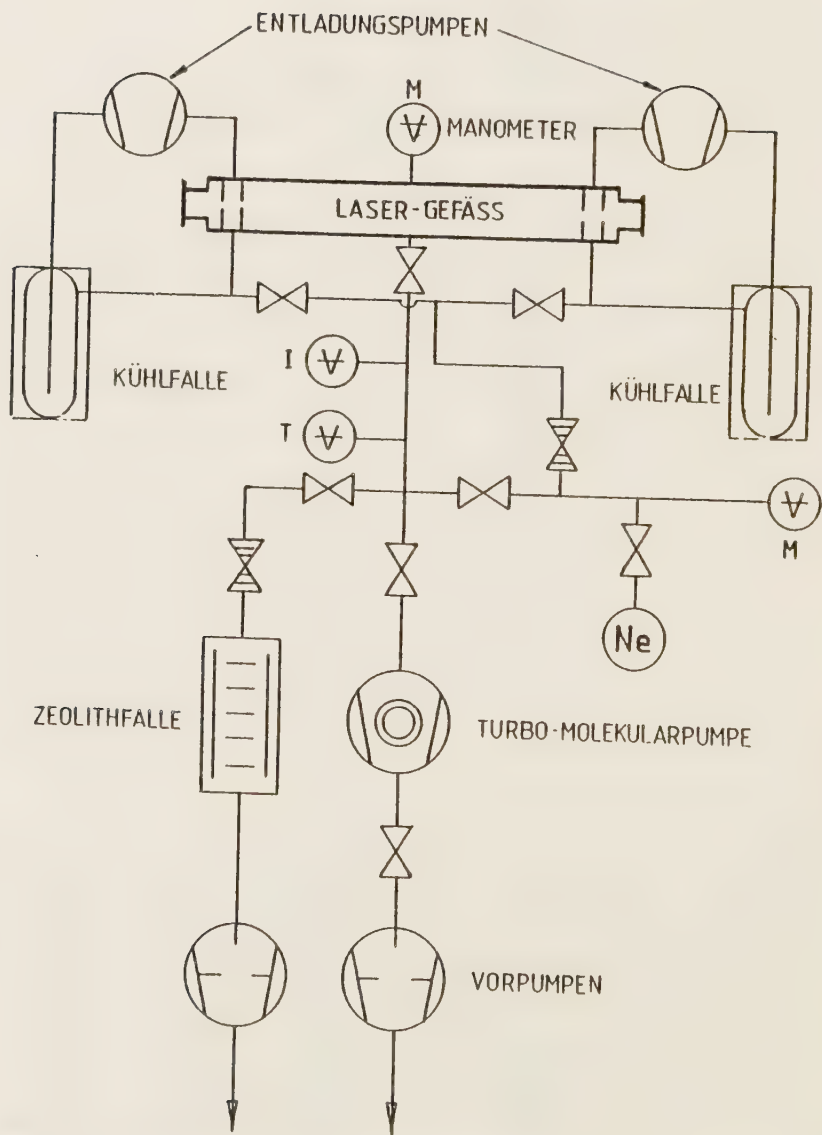


Abb.13. Vakuumsystem des Hohlkathodenlasers.

Durchmesser von 70 mm und 60 cm Länge verwendet. An beiden Enden sind Vakuum-Flansche eingeschweißt, an denen die Spiegelhalterungen mit dem Spiegelschutzsystem angeschlossen werden. Die Entladungsvorgänge sind durch zwei seitliche Fenster beobachtbar. Abb.12. zeigt einen Aufriß des Gehäuses.

Das Vakuum wird mit einer Turbo-Molekularpumpe mit zwei Drehschieber-Vorpumpen erzeugt. Abb.13 zeigt eine schematische Darstellung des Vakuumsystems. Vor dem Laserbetrieb wird das Gefäß auf 10^{-6} Torr ausgepumpt. Die Drucksteigerung durch Gasabgabe der inneren Oberfläche des Gefäßes oder durch kleine Lecks liegt bei ca. 2×10^{-5} Torr/Min.

Die Reinheit des verwendeten Neongases beträgt 99,9990 %. Der Betriebsdruck wird gemessen durch ein Absolut-Druck-Manometer von Wallace und Tiernan GmbH, Mod. No. FA-160.

3.1.3. Hochstromentladung

Wegen der konstanten Brennspannung einer Glimmentladung wird Vorwiderstand für die Stromregelung der Entladung benutzt. Da die Brennspannung stromstarker Hohlkathodenentladungen durch den Grad der Metallzerstäubung beeinflusst wird, ist es schwierig, einen stabilen Entladungsstrom einzuhalten. Im Falle eines Umschlags der Entladung in eine Bogenentladung geht die Brennspannung bis auf 10 V zurück und der Stromfluß konzentriert sich an einer Stelle, so daß in Sekundenbruchteilen die Elektroden unbrauchbar werden. Deshalb wurde der Entladungsstrom für diesen Laser durch 180 Hochleistungstransistoren (BUX 81) bis auf kontinuierlich 30 A bzw. gepulst 80 A geregelt. Abb.14. zeigt den Schaltkreis dieses Stromreglers.

Die Länge des Strompulses ist variabel bis 10 ms mit Tastverhältnissen bis zu 1:5 (Verhältnis Stromdauer/Pause).

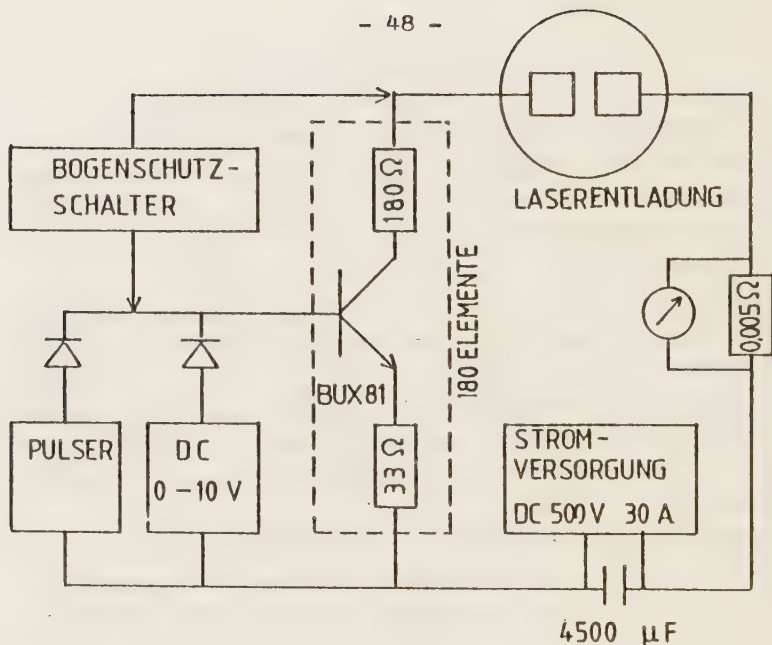


Abb.14. Schaltkreis des Entladungsstromkreises.

Für die Strommessung beim gepulsten Betrieb dient ein Widerstand mit niedriger Impedanz (einfacher Metallstab) in Reihe mit der Entladung.

Beim ersten Einschalten einer neuen Kathode bleibt die Brennspannung niedriger als 200 V (Neon-Gasdruck von 14 Torr) und es treten bis zu ca. 20 Minuten lang unregelmäßige Funken auf der Kathodenoberflächen auf. Dann steigt langsam die Brennspannung an und die Funkenbildung nimmt ab.

Steigert man den Entladungsstrom, so entsteht bei ca. 3 A eine besonders helle Emission an einer Stelle im Kathodenschlitz, die sich bei weiter steigender Stromstärke nach links und rechts längs der Elektroden ausbreitet und

bei ca. 10 A ist die ganze Strecke des Schlitzes bedeckt. Die Hohlkathodenentladung mit dieser hellen Emission könnte man als "Hohlkathoden(HK)-Metalldampfentladung" bezeichnen, deren Eigenschaften etwas anders als die gewöhnlicher Hohlkathodenentladungen sind. In diesem Fall befindet sich

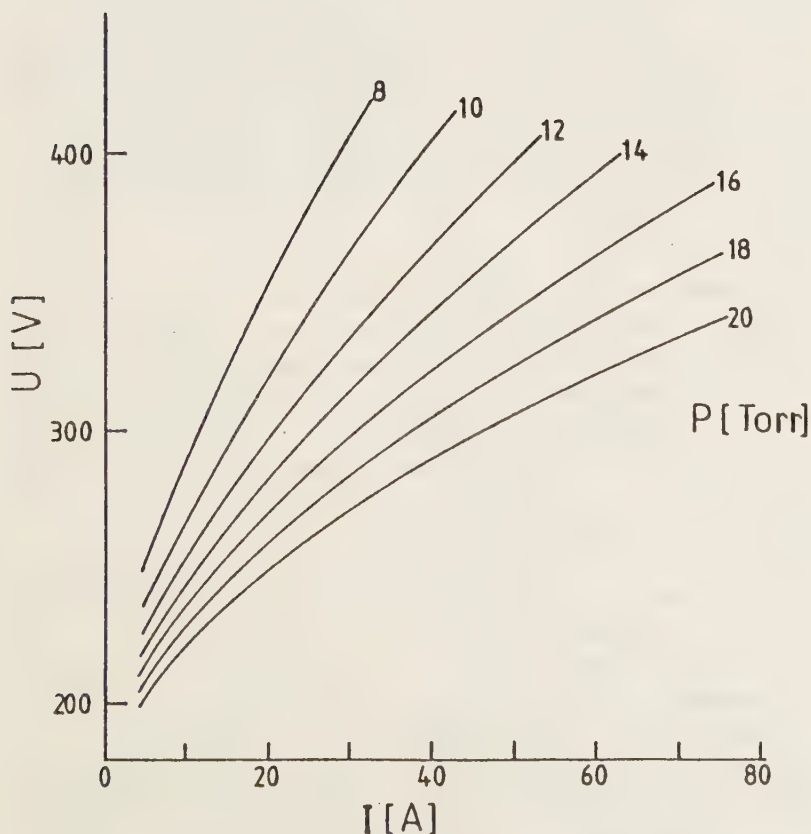


Abb.15. Strom-Spannungs-Kennlinien der Hohlkathodenentladung.

nur ein geringer Anteil von Puffergasionen im Hohlraum (kleiner als ein Hundertstel der Metallionen: Darauf geht Abschn.3.6. ein.). Da der Metaldampf nur im Kathodenhohlraum existiert und sein Ionisierungspotential viel niedriger als das des Puffergases ist, zeigt diese Entladung eine sehr hohe Stabilität der Hochstromdichte. Die Charakteristik der Hohlkathodenentladung wird erst ab einem Entladungsstrom von 10 A beobachtet, da der Übergang zur HK-Metaldampfenladung auf der ganzen Strecke des Kathodenschlitzes erst bei diesem Strom erreicht wird.

Abb.15. zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien bei verschiedenen Neongasdrücken. Bei niedrigem Neon-Gasdruck ist natürlich eine höhere Brennspannung erforderlich, die mit dem Strom zunimmt.

3.1.4. Laserspiegel

Der Krümmungsradius der zwei gleichen Laserspiegel hat für stabile Laseroszillation größer zu sein als die Hälfte des Spiegelabstandes. Bei zu großem Krümmungsradius muß man berücksichtigen, daß wegen des größeren Modenquerschnittes ein Teil des Laserstrahls durch die Kanten des schmalen Kathodenschlitzes abgeschnitten werden kann. Der nach Boyd und Kogelnik/43/ ausgerechnete günstigste Krümmungsradius liegt im Bereich von 1 m bis 5 m.

In dieser Arbeit wurden für die Laserspiegel Substrate aus Quarz mit einem Krümmungsradius von 3 m, einer Dicke von 4 mm und einem Durchmesser von 25 mm verwendet, deren Oberfläche mit dielektrischen Mehrfachschichten von BeO und SiO₂ bedampft war,

Abb.16.a zeigt die Spiegeltransmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge zusammen mit einem typischen Emissionsspektrum der Cu-Ne Entladung. Die Transmission im Wellenlängenbereich von 250 nm bis 275 nm beträgt

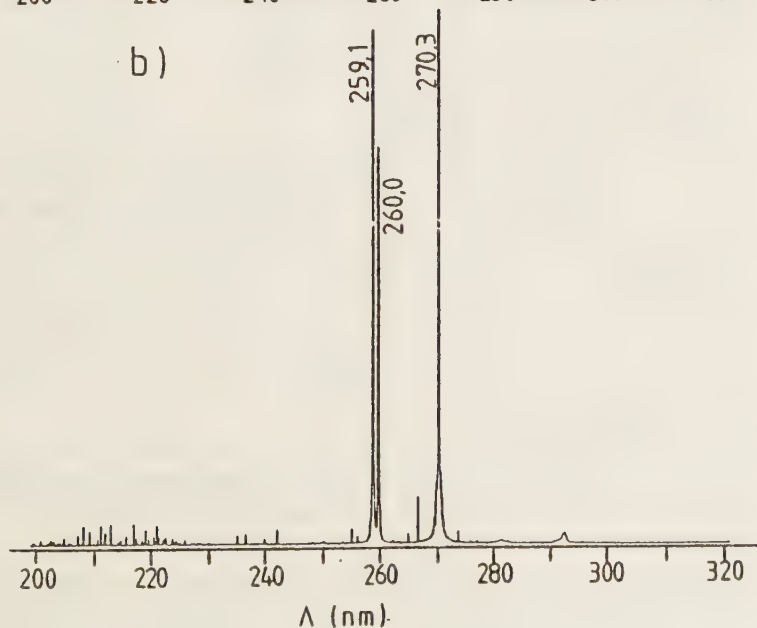
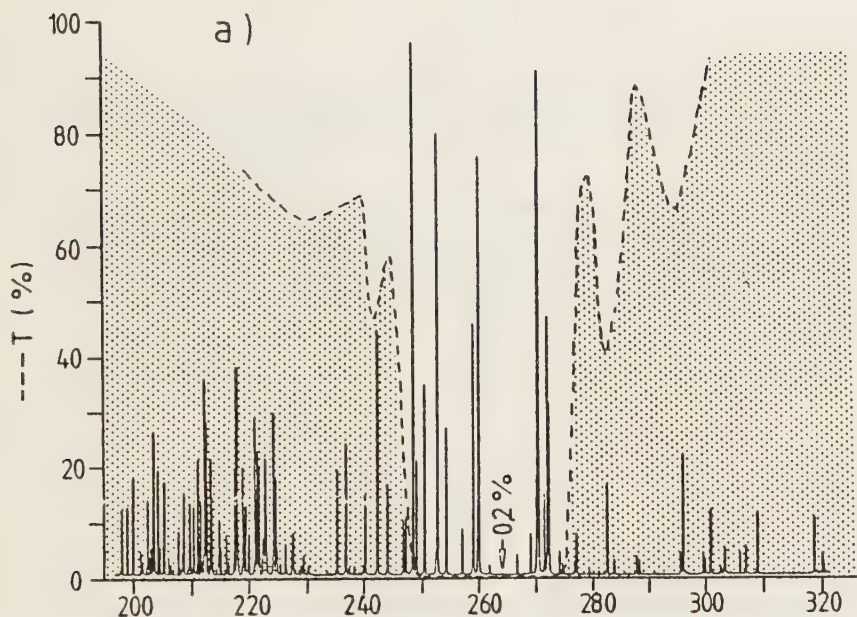


Abb.16. Spiegeltransmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge(λ) zusammen mit einem typischen Spektrum der Cu-Ne-Entladung (a) und den drei intensiven Laserlinien (b).

ca. 0,2 %. In diesem Bereich befinden sich die in dieser Arbeit betrachteten drei stark emittierenden Laserlinien (Abb.16.b).

Da die optische Verstärkung sehr gering ist, sind die Spiegel durch eine Federbalganordnung direkt auf das Laserrohr montiert, wie Abb.17. zeigt.

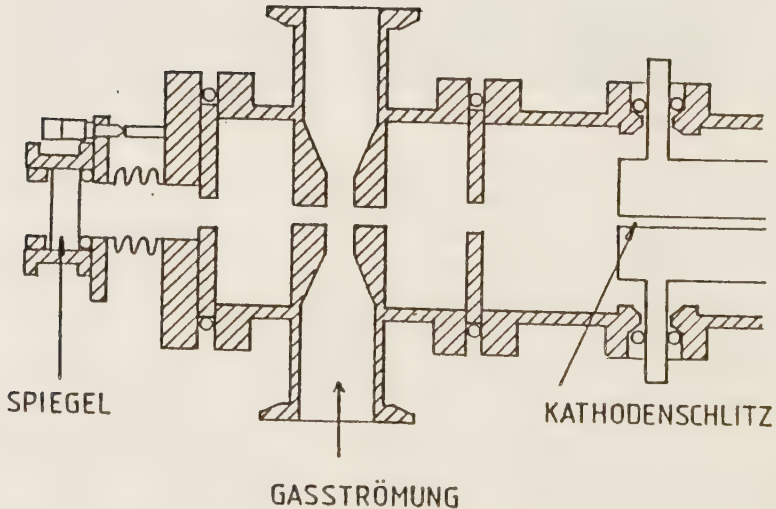


Abb.17. Querschnitt durch die Spiegelhalterung mit der Diffusionsabschirmung gegen die Spiegelbedampfung.

3.2. Spiegelschutzsystem

3.2.1. Vorbemerkung

Die oben erwähnte Spiegelanordnung im Entladungsraum wirkt große Probleme beim Betrieb des Hohlkathodenlasers aus, da stets ein Teil des Metaldampfs aus dem Entladungsgebiet herausdiffundiert und sich auf den Spiegeloberflächen niederschlägt, wodurch hochreflektierende Spiegel sofort unbrauchbar werden.

Dazu ein Beispiel: Die Kupferatome diffundieren frei mit einer Diffusionskonstanten $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ /44/. Gegeben sei ein Kugelvolumen (Radius 1 mm), in dem bei einem Neon-Puffergasdruck von 10 Torr eine Kupferdichte von $10^{14} \text{ Atome/cm}^3$ aufrechterhalten werde. Dann beträgt die Strömung der Kupferatome auf den Spiegel in 20 cm Entfernung ca. $5 \times 10^{12} \text{ Atome/cm}^2/\text{s}$, d.h. jede Stunde bedeckt eine Kupferschichte von 20 nm die Spiegeloberfläche.

Daß die Betriebsdauer des Kupferhohlkathodenlasers durch die Spiegelverschmutzung begrenzt ist, wird auch in anderen Arbeiten/8,9/ beschrieben.

Wenn man den Abstand der Spiegel zum Entladungsgebiet vergrößert oder dazwischen einen dünnen Kanal einfügt, wird die Diffusion herabgesetzt. Dies ist jedoch auch keine grundsätzliche Lösung für den Langzeitbetrieb von Dauerstrich-Hohlkathodenlasern.

In dieser Arbeit wurde deshalb eine neue Methode für den Schutz der Laserspiegel eingeführt: Man läßt zwischen dem Entladungsgebiet und den Spiegeln senkrecht zur Laserachse Neongas schnell strömen, so daß der herausdiffundierende Kupferdampf weggespült wird. Da das Neongas gegen Verunreinigungen saubergehalten werden muß, wurde für die Gaszirkulation eine Entladungspumpe benutzt, die

nach dem Prinzip der Elektrophorese arbeitet.

3.2.2. Entladungspumpe

Es wurde schon in Jahre 1916 durch Skaupy beobachtet/45/, daß bei einer Gleichstrom-Entladung der Gasdruck an der Anodenseite allmählich höher wird (Elektrophorese). In letzter Zeit hat die Tatsache, daß hierdurch auch ein Druckgradient im Plasmarohr von Argon-Ionenlasern entsteht, der zur einer Leistungsverringerung führt, neues Interesse an der Elektrophorese hervorgerufen. Bisherige theoretische Entwicklungen sowie experimentelle Untersuchungen wurden vor kurzem durch Chanin/46/ zusammenfassend dargestellt. Langmuir/47/ und Druyvesteyn/48/ haben die Elektrophorese so erklärt, daß die Impulsverluste der Ionen durch Wandstoß größer als die der Elektronen sind und damit makroskopisch eine höhere Impulsübertragung auf das Neutralgas in Richtung Anode erzeugt wird. Leiby und Oskam/49/ und Chester/50/ erklären hingegen, daß die von der Wand unabhängige Impulsdivergenz der Ladungsträger eine Kraft in Richtung zur Anode bewirkt, die um circa eine Größenordnung höher ist als nach der Erklärung von Langmuir und Druyvesteyn. Die experimentellen Untersuchungen wurden durchgeführt durch Leiby und Rodgers/51/, Bergman und Chanin/52/, Gordon und Labuda/53/ und Chester/54/. Tombers und Chanin/55/ haben die Druckgradienten im Entladungsrohr mit und ohne Bypass-Rohr untersucht.

Im Gegensatz zum Argon-Ionenlaser muß die hier verwendete Entladungspumpe eine möglichst große Druckdifferenzen erzeugen.

Abb.18 zeigt einen Querschnitt durch die Entladungspumpe mit dem Gaszirkulationskreis. Die Entladungspumpe besteht aus einem wassergekühlten Glasrohr mit zwei Edelstahl-

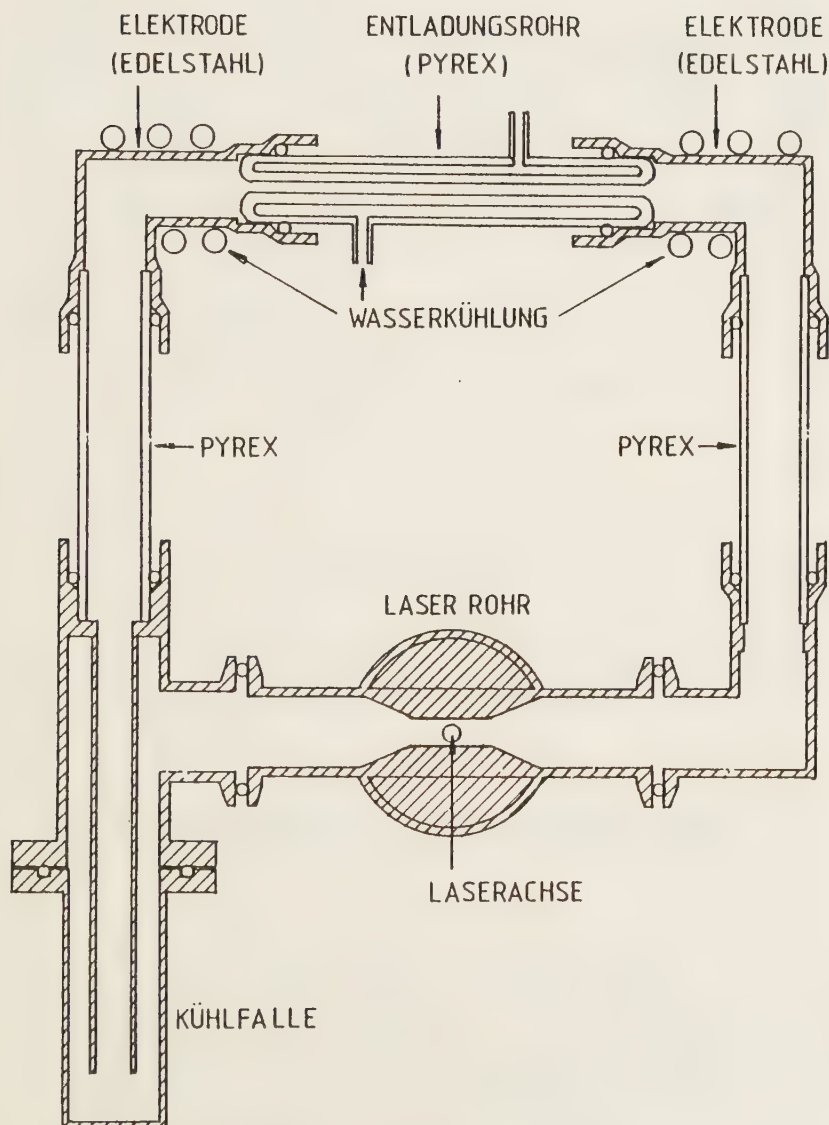


Abb.18. Entladungspumpe mit Gaszirkulationskreis.

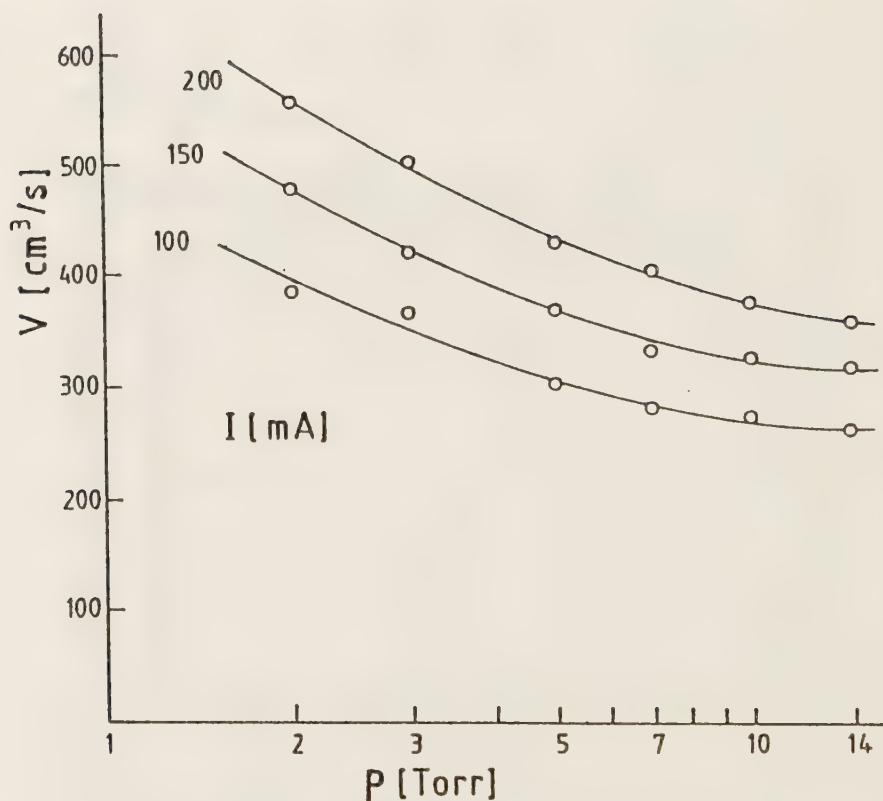


Abb.19. Pumpgeschwindigkeit(V) der Entladungspumpe bei verschiedenen Neon-Gasdrucken(P) und Entladungsströmen (I).

Elektroden. Das Gas strömt durch eine Kühlfalle und einen Windtunnel senkrecht zur Laserachse. Der innere Durchmesser des Entladungsrohres beträgt 4 mm und die Länge 15 cm. Der Volumenstrom in diesem Windtunnel wurde durch ein Venturirohr mit Differentialmanometer gemessen.

Die Ergebnisse werden in Abb.19. gezeigt. Die Strömungsgeschwindigkeit beim Durchqueren der Laserachse beträgt dann ca. 6 m/s bei einem Neon-Gasdruck von 14 Torr. Da die berechnete Diffusionsgeschwindigkeit des Kupferdampfes ca. 1 m/s ist, reicht der Querstrom von 6 m/s aus, um den herausdiffundierenden Kupferdampf zu entfernen. Mit dieser Anordnung wurde bei wochenlangen Experimenten keine Verringerung der Laserleistung durch Spiegelverschmutzung beobachtet.

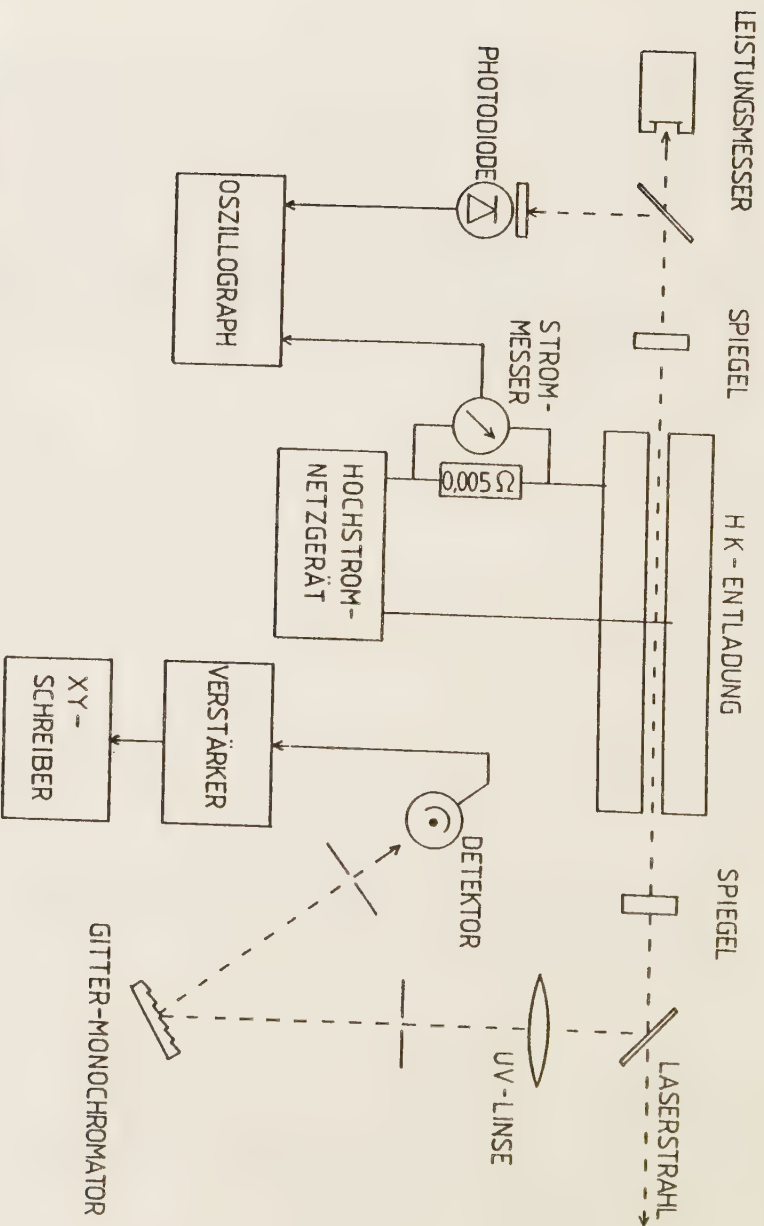


Abb.20. Meßanordnung zur Messung der Leistung und der Wellenlänge des Laserstrahls.

3.3. Laserbetrieb

3.3.1. Anordnung

Abb.20. zeigt schematisch die Meßanordnung. Die Wellenlänge des Laserstrahls wurde am rechts emittierten Strahl mit einem UV-Monochromator gemessen, am anderen Ende wurde die Laserleistung durch einen Leistungsmesser von Laser Instrumentation Ltd., Mod.154, und eine geeichte Photodiode erfaßt. Als Photodiode wurde die Type BPW-24 von Telefunken benutzt, deren Glasfenster durch Quarzfenster ersetzt wurde. Beim gepulsten Betrieb zeigt ein Zweikanal-Oszillograph den Ausgangspuls der Photodiode gleichzeitig mit dem Stromverlauf.

3.3.2. Dauerstrich-UV-Laserbetrieb

Starke Emission wurde auf drei Laserlinien festgestellt: Bei 270,3 nm (Übergang $5s\ ^3D_1 - 4p\ ^3D_1$), 260,0 nm ($5s\ ^1D_2 - 4p\ ^1F_2$) und 259,1 nm ($5s\ ^3D_1 - 4p\ ^3D_2$) mit einem Intensitätsverhältnis von ca 5:3:4 (Abb.16.b).

Die Laseroszillation tritt im Neon-Gasdruckbereich von 4 Torr bis 22 Torr auf und die Laserleistung zeigt ein breites Maximum bei 15 Torr mit einem Schwellenstrom von 13 A. Ab 15 A nimmt die Laserleistung linear mit zunehmendem Entladungsstrom bis 30 A zu, wie die Abb.21. zeigt. Bei einem Entladungsstrom von 24 A betrug die Dauerstrich-Laserleistung 7,2 mW. Nach einem kontinuierlichen einstündigen Betrieb ging sie durch Kathodenabtragung auf 6,7 mW zurück. Bei noch längerem Betrieb verlagert sich die Laserachse langsam, so daß man die Spiegel nachjustieren muß, um die maximale Laserleistung aufrechtzuerhalten. Nach Austausch der Kathode stieg die

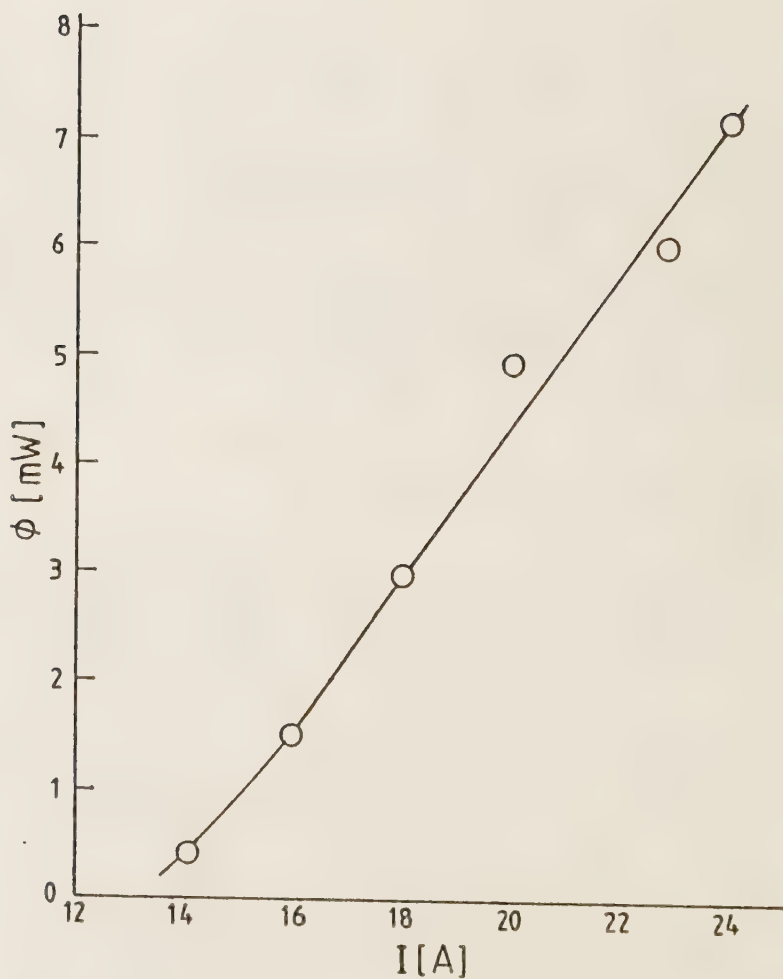


Abb.21. Dauerstrich-UV-Laserleistung(ϕ) als Funktion des Entladungsstroms(I).

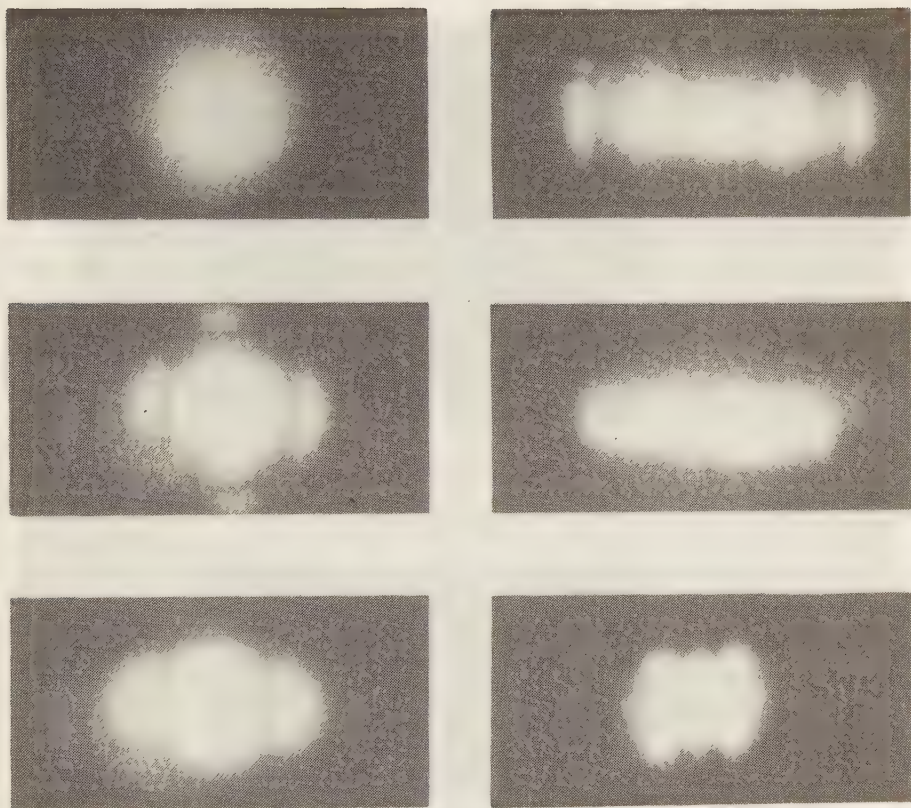
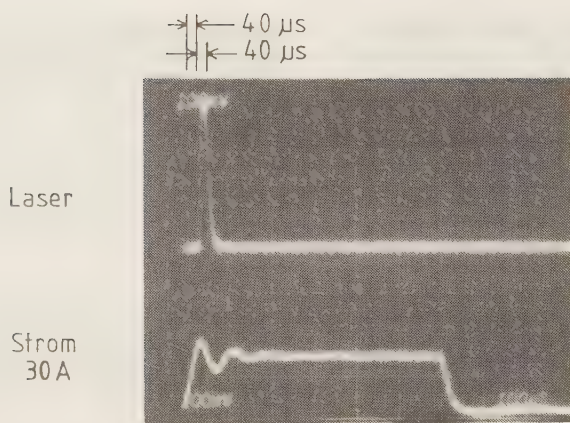


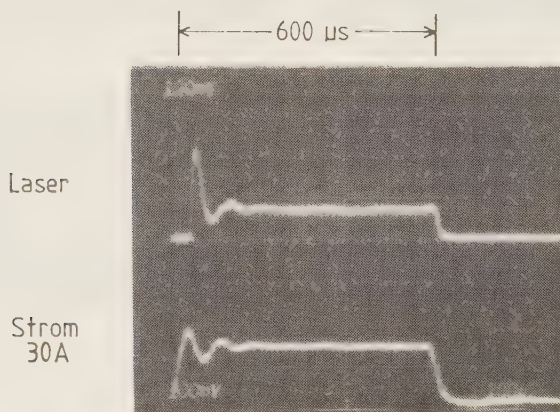
Abb.22. Beobachtete Transveralmode-Strukturen des Laserresonators. Die höchste Ausgangsleistung wurde im Multimodenbetrieb(rechts oben) festgestellt.

Laserleistung wieder auf den Anfangswert an.

Die Modenstruktur des verwendeten Resonators zeigte eine Reihe transversale Moden, die meistens von der Art TEM_{m0} sind. Die höchste Laserleistung wurde im Multimodebetrieb (Abb.22.rechts oben) festgestellt.



a)



b)

Abb.23. Verschiedene Betriebsarten des Lasers mit gleichem Entladungsstrom: "Pulsmode"(a) und "Dauerstrichmode"(b).

3.3.3. Laserleistung mit Entladungsstrom

Die kontinuierliche Hochstromentladung über 30 A erschwert den Laserbetrieb nicht aufgrund der Gefahr des Bogenumschlags, sondern wegen der Wärmeausdehnung des Laserrohres (die im Laserrohr verbrauchte elektrische Leistung ist größer als 10 kW) und wegen der starken Abtragung der Kathodenoberfläche durch Zerstäubung. Die Messungen bei Hochstromentladungen wurden deshalb mit rechteckig gepulstem Entladungsstrom durchgeführt. Die Strompulslänge war 500 μ s und die Wiederholungsfrequenz 200 Hz.

Bevor auf die Laserleistungskennlinien eingegangen wird, sollen zwei verschiedene Betriebsarten beschrieben werden, die bei unterschiedlicher Lage der Laserachse beobachtbar waren. Abb.23. zeigt die beiden zugehörigen Zeitverläufe der Laseremission bei gleichem Entladungsstrom, die im folgenden als "Pulsmode" (Abb.23.a) bzw. "Dauerstrichmode" (Abb.23.b) bezeichnet werden sollen. In beiden Betriebsarten steigt die Laserleistung verzögert an (ca. 40 μ s nach dem Start des Strompulses). Im "Pulsmode" tritt eine Spitzenleistung mit einer Pulsbreite von ca. 40 μ s auf und verschwindet unabhängig von der Strompulslänge. Hingegen stabilisiert sich die Laserleistung im "Dauerstrichmode" erst nach einer Zeit von etwa 100 μ s und ist parallel zum Stromverlauf.

Die Laserleistungen, die in dieser Arbeit angegeben werden, sind deshalb durch Messung der Leistung im stationären "Dauerstrichmode" bestimmt. Man kann sie als Dauerstrich-Laserleistung im üblichen Sinne betrachten.

Abb.24. zeigt die Laserleistungen in Abhängigkeit vom Entladungsstrom für verschiedene Neongasdrücke. Das

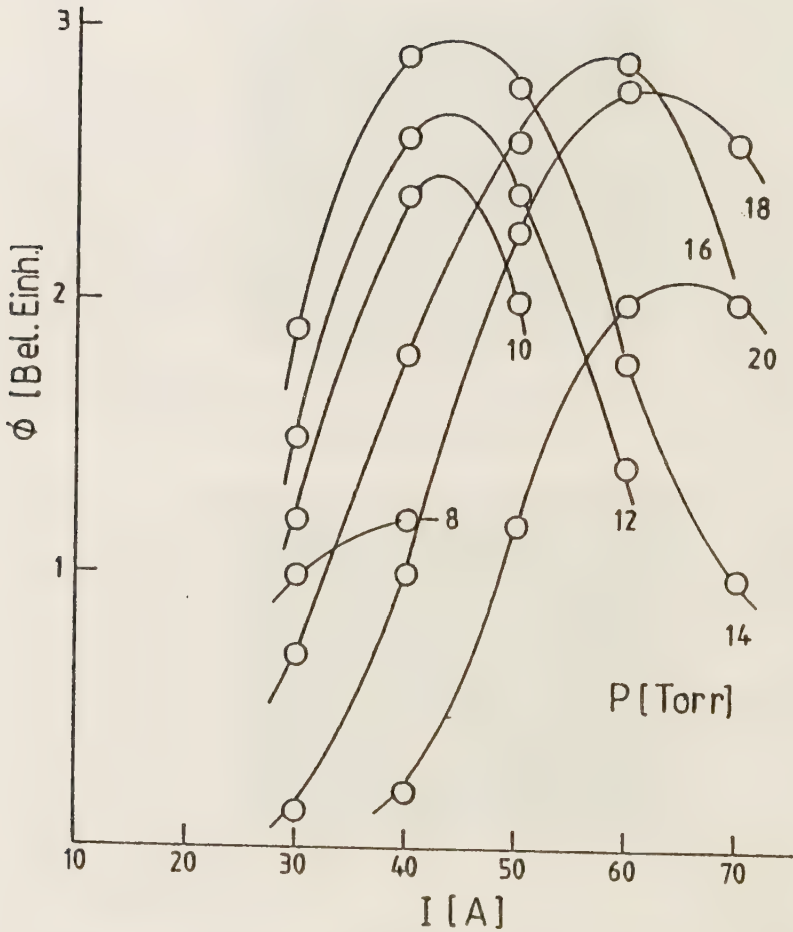
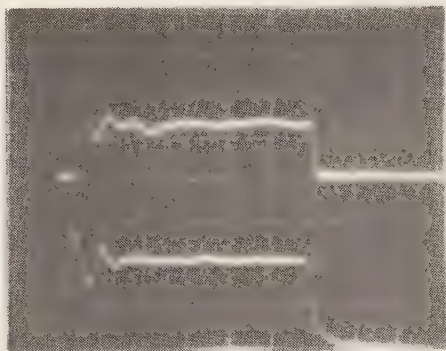


Abb.24. Laserleistung(ϕ) in Abhängigkeit vom Entladungsstrom(I) bei verschiedenen Neon-Gasdrucken(P).

Interessante an diesen Ergebnissen ist, daß die Laserleistung bei ca. 40 A sättigt und bei noch höherem Strom wieder abfällt. Das Maximum ist beim höheren Neon-Gasdruck etwas zu höheren Strömen verschoben.

Laser

Strom
40 A

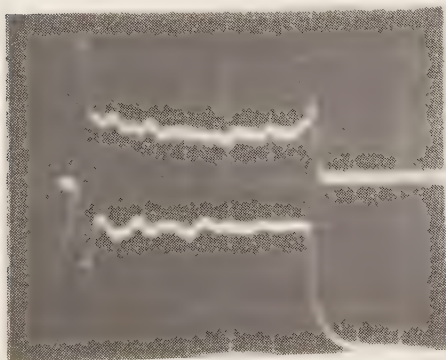


a)

600 μ s

Laser

Strom
60 A



b)

Abb. 25. Vergleich der Laserleistung bei Entladungsströmen von 40 A(a) und 60 A(b).

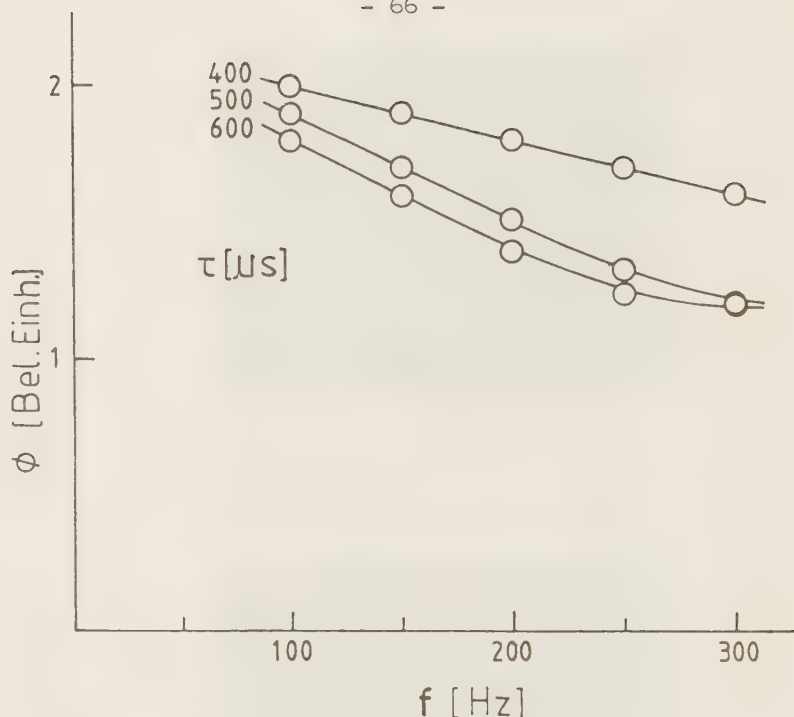


Abb.26. Laserleistung(ϕ) bei einer 60 A Entladung in Abhängigkeit von der Pulsfrequenz(f) und von der Pulslänge(τ).

Abb.25. vergleicht die Laserleistungen bei 40 A (a) und 60 A (b) Entladungsstrom bei einem Neongasdruck von 14 Torr. Die Strompulslänge und die Wiederholungsfrequenz ist jeweils gleich. Die Spitzenleistung am Anfang des Pulses (nichtstationärer Abschnitt) ist proportional zum Entladungsstrom. Im nachfolgenden Teil (stationärer Zustand) wird aber die Laserleistung bei der 60 A Entladung stets geringer. Der kurze Ausstieg der Laserleistung am Ende der 60 A Entladung ist wahrscheinlich durch das Nachglimmen verursacht, ist aber bislang nicht untersucht worden.

Bei Entladungsströmen von mehr als 40 A nimmt die Dauerstrich-Laserleistung mit der Pulsfrequenz und Pulsdauer bis auf einen bestimmten Wert ab (unterhalb der Stromstärke von 40 A ist die Leistung von diesen Größen weitgehend unabhängig).

Abb.26. zeigt den Laserleistungsabfall in Abhängigkeit von Pulsfrequenz und Pulsdauer bei einer Stromstärke von 60 A und einem Neon-Gasdruck von 14 Torr.

3.4. Messung der Besetzungsdichte

Da die Emissionsintensität eines Niveaus proportional zu seiner Besetzungsdichte ist, ergibt die Messung der spontanen Emission Informationen über den Anregungsmechanismus.

In Cu-Ne Entladungen liegt das $4d\ ^3D_3$ Niveau des Kupferions energetisch viel höher als der Grundzustand des Neonions (Abb.27.). Es tritt deshalb keine Anregung durch Resonanz-Umladung oder Penning-Ionisation auf, sondern nur durch Elektronenstoß und Kaskadenübergänge. Die Änderung der Bevölkerung dieses Niveaus bezieht sich somit direkt auf die Elektronenstoßanregungsrate.

Andererseits wird das $5s\ ^3D_1$ Niveau (oberes Laserniveau) durch Resonanz-Umladung und das $4p\ ^3D_1$ (unteres Laserniveau) durch Penning-Ionisation stärker angeregt als durch Elektronenstoß.

Auf diesem Grund wurden in diesem Experiment die Emission der 201,3 nm Linie ($4d\ ^3D_3 - 4p\ ^3P_2$), der 270,3 nm Linie ($5s\ ^3D_1 - 4p\ ^3D_1$), der 272,2 nm Linie ($5s\ ^3D_1 - 4p\ ^1D_2$) und der 198,9 nm Linie ($4p\ ^3D_1 - 4s\ ^3D_2$) im Detail untersucht (Abb.27.).

3.4.1. Anordnung

Für die Messung der spontanen Intensität wurde anstelle des Laserspiegels ein Quarzfenster eingesetzt, das UV-Licht mit Wellenlängen bis 180 nm durchläßt. Das Emissionslicht der Cu-Ne Entladung wurde durch eine UV-Linse gesammelt und auf den Eintrittspalt eines Gittermonochromators abgebildet. Es handelte sich um einen 1 m Scanning-Monochromator von McPherson, der bei Verwendung eines Gitters mit 600 Strichen pro Millimeter und bei Spaltbreiten von 50 μ m eine Auflösung von 0,1 nm ermöglicht. Durch Verstellen des

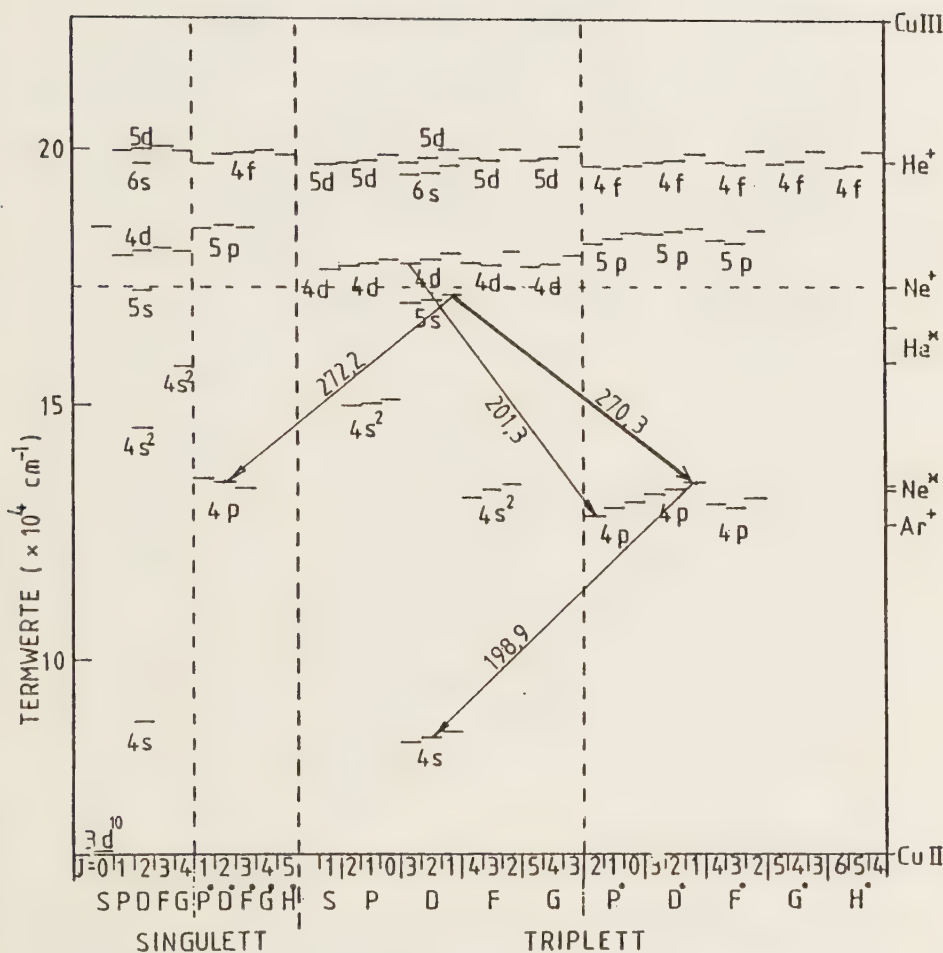


Abb.27. Für die Messung der spontanen Emission interessante Übergänge des Kupferions.

Umlenkgritters kann das spektral zerlegte Licht durch einen hinter dem Austrittspalt angebrachten UV-Photomultiplier nachgewiesen werden, dessen Ausgangsstrom verstärkt und auf einem XY-Schreiber in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgenommen wird. Die Spektren wurden identifiziert durch Vergleich mit der CuII-Spektraltabelle von Shenstone/56/ und den UV-Standardlinien des Kupferions von Reader et al. /57/. Bei Entladungsströmen über 10 A (stets HK-Metalldampfentladung) verbinden die CuII Linien sehr starke Intensität mit schmaler spektraler Breite, so daß man kein weiteres Referenzlicht für die Eichung des Monochromators benötigt. Da die Übergänge von den oberen Laserniveaus (5s) im Wellenlängenbereich von 240 nm bis 290 nm liegen und die Übergänge von den unteren Laserniveaus (4p) eine Emission von 195 nm bis 235 nm hervorrufen, wurden bei der Messung jedesmal die Spektren von 195 nm bis 300 nm aufgenommen. Abb.16.a zeigt ein typisches Emissionsspektrum der Cu-Ne Entladung, wobei meistens CuII Linien vorliegen. Bei einer Änderung des Entladungsstroms reagierte die Emission etwas verzögert. Deshalb wurden die Emissionsspektren erst nach einer gewissen Wartezeit nach Erlangung des stationären Zustands aufgenommen und zweimal wiederholt, um eventuelle Änderungen sehen zu können.

3.4.2. Meßergebnisse

Abb.28. zeigt die Intensitätsverläufe der drei interessanten CuII Linien und einer CuI Linie mit dem Entladungsstrom. Die Intensität der CuI Linie bei 249,2 nm nimmt immer mit dem Strom zu, aber die Steigung ist viel kleiner als die der CuII Linien.

Die Intensität der 201,3 nm Linie vom Niveau CuII $4d\ ^3D_3$, bei dem keine Resonanz-Umladung oder Penning-Ionisation geschieht, steigt immer mit dem Entladungsstrom an und zwar

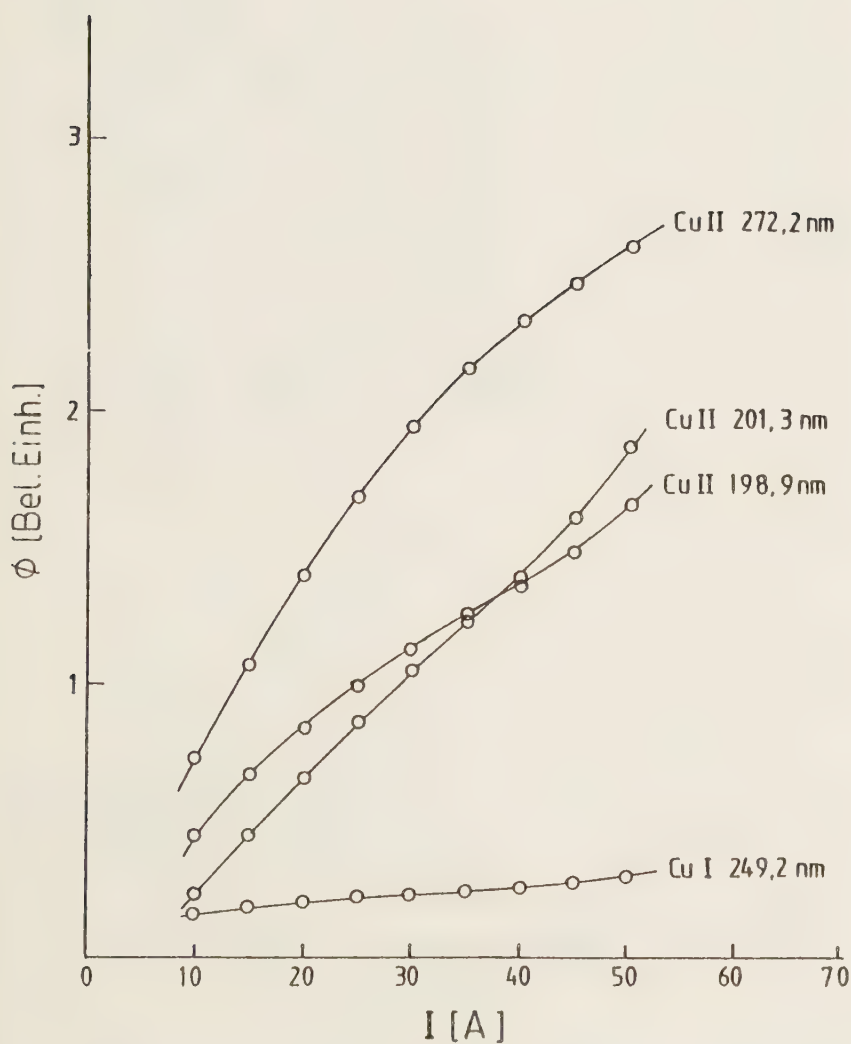


Abb.28. Intensitätsverläufe der CuI- und CuII-Linien mit dem Entladungsstrom.

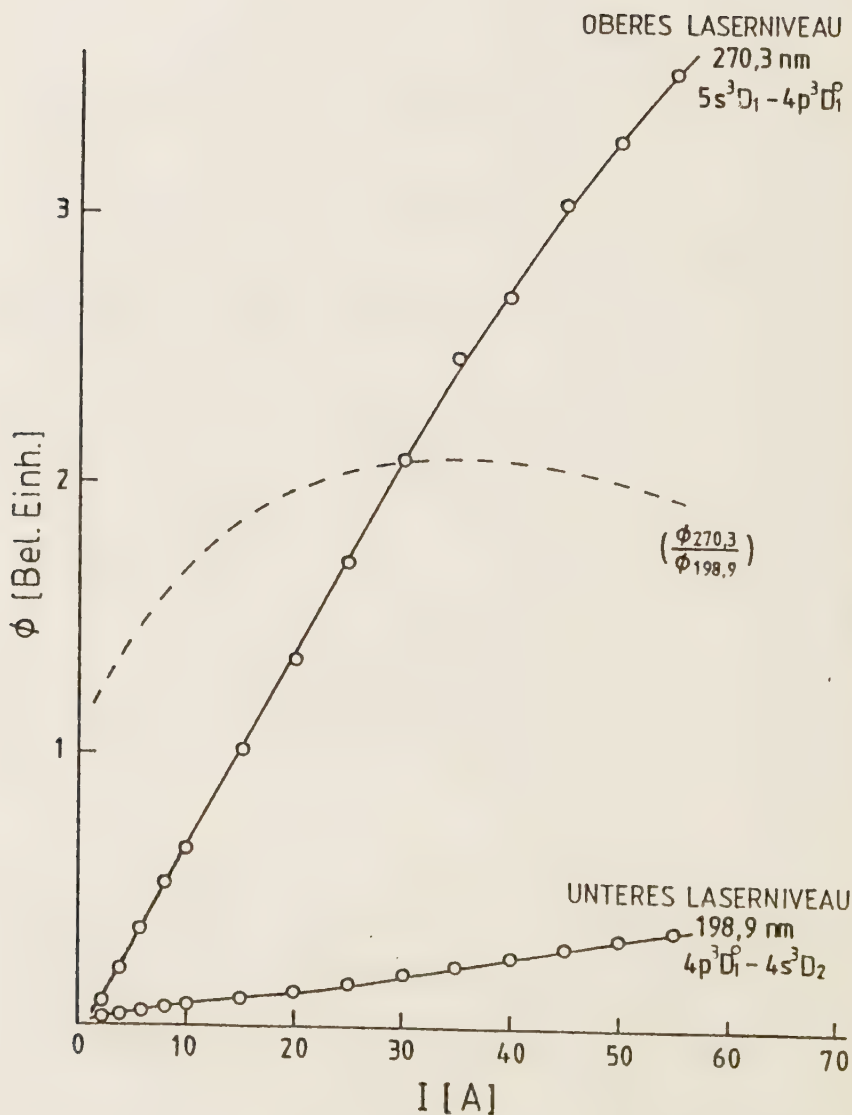


Abb.29. Verlauf des Intensitätsverhältnisses (unterbrochene Linie vom oberen(270,3 nm) zum unteren Laserniveau (198,9 nm) in Abhängigkeit vom Entladungsstrom(I).

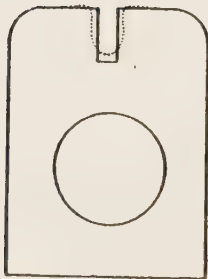
besonders stark im Hochstrombereich. Die Intensität der 198,9 nm Emission vom unteren Laserniveau $4d\ ^3D_1$ steigt erst langsam im 20 A bis 30 A Bereich, dann schneller im Strombereich über 40 A. Dies steht im Gegensatz zur 272,2 nm Linie des oberen Laserniveaus $5s\ ^3D_1$, die mit dem Entladungstrom erst schnell und dann langsam stärker wird. Abb.29. vergleicht die Intensitäten der oberen bzw. unteren Laserniveaus, wobei die 270,3 nm Linie der stärkste Laserübergang $5s\ ^3D_1 - 4p\ ^3D_1$ ist und die 198,9 nm Linie beim Zerfall des unteren Laserniveaus $4p\ ^3D_1 - 4s\ ^3D_1$ entsteht. Die charakteristischen Kurven sind die gleichen wie in Abb.28., da die 270,3 nm Linie und die 272,2 nm Linie vom gleichen Niveau ausgehen.

Das Intensitätsverhältnis der beiden Linien, zu dem das Besetzungdichteverhältnis proportional ist, zeigt ein Maximum bei ca. 30 A Entladungsstrom und fällt bei höherem Strom wieder ab.

3.5. Doppelkathode

3.5.1. Kathodengeometrie

Als günstiger Maß für den Kathodenschlitz hat Schuebel/58/ 2 mm x 6 mm U-förmig angegeben und Eichler et al./11/ schlägt für dieselbe Kathodenform 1,5 mm x 4,5 mm vor. Bei solchen Kathoden werden die Seitenwände durch die Zerstäubung bei andauernder Hochstromentladung abgetragen, wodurch die Breite des Schlitzes größer und die Tiefe geringer wird. Somit ändert sich die Laserachse und schließlich hört die Laseroszillation auf. Abb.30. zeigt die Verformung des Kathodenschlitzes. Eine anfangs 1,6 mm x 4,5 mm rechteckig geschlitzte Kathode mißt nach 50 Ampere-Stunden Entladung 2,2 mm x 3,8 mm und zeigt deutliche Änderung der Kanten.



a)



b)

Abb.30. Veränderung des Kathodenschlitzes nach 50 Ampere-Stunden Entladung.

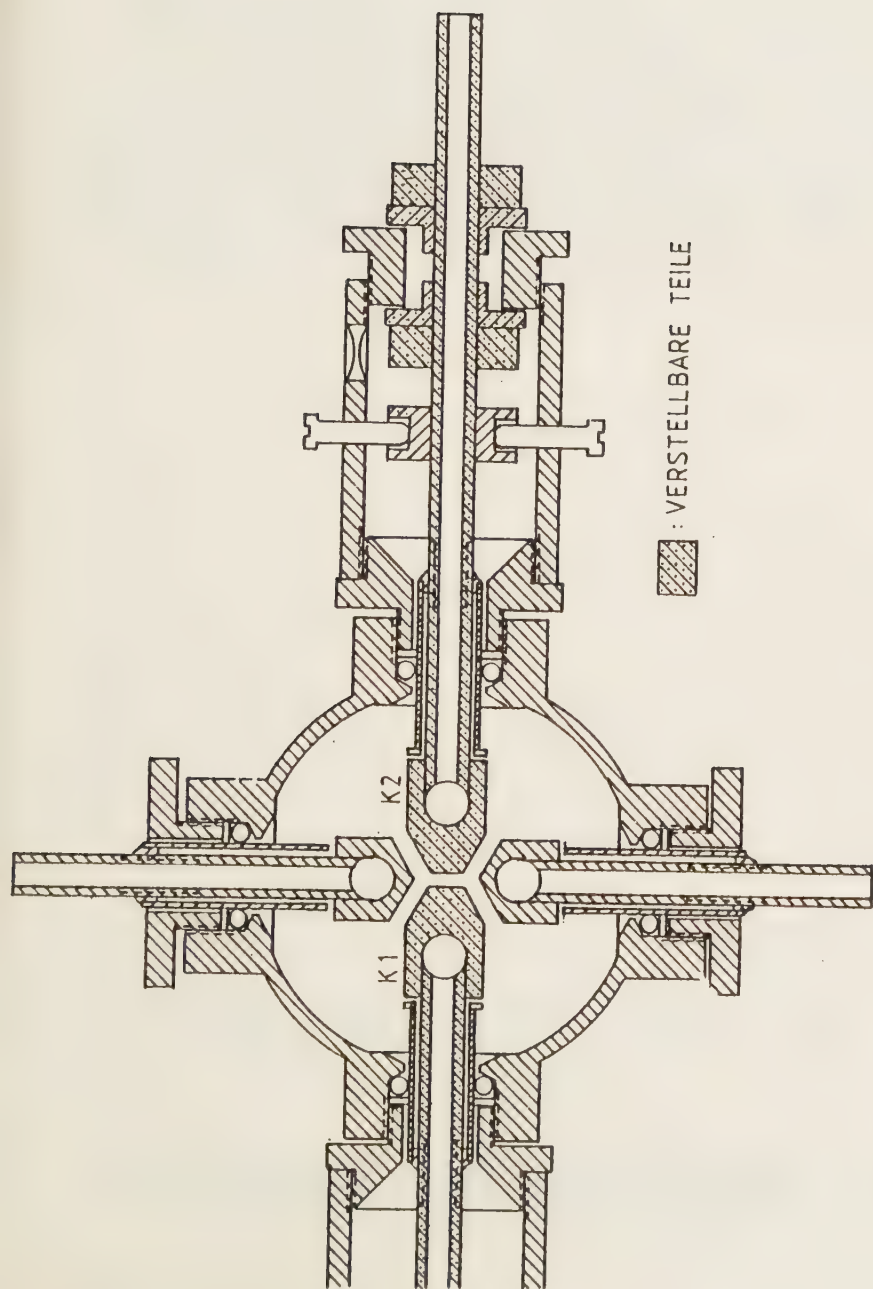


Abb.31. Querschnitt durch die Doppelkathode.

Um dieses Problem zu vermeiden und immer den optimalen Schlitzabstand aufrechterhalten zu können, wurde in dieser Arbeit eine Doppelkathodenstruktur entwickelt.

Wie Abb.31. zeigt, setzt sich das Entladungsrohr aus zwei Kathoden und Anoden zusammen, wobei der Kathodenabstand durch Feingewinde (0,5 mm pro Umdrehung) von Null bis 5 mm auch während des Betriebs variabel ist. Der Querschnitt des Kathodenschlitzes besitzt dann eine rechteckige Form von 5 mm Höhe mit zwei offenen Einmündungen.

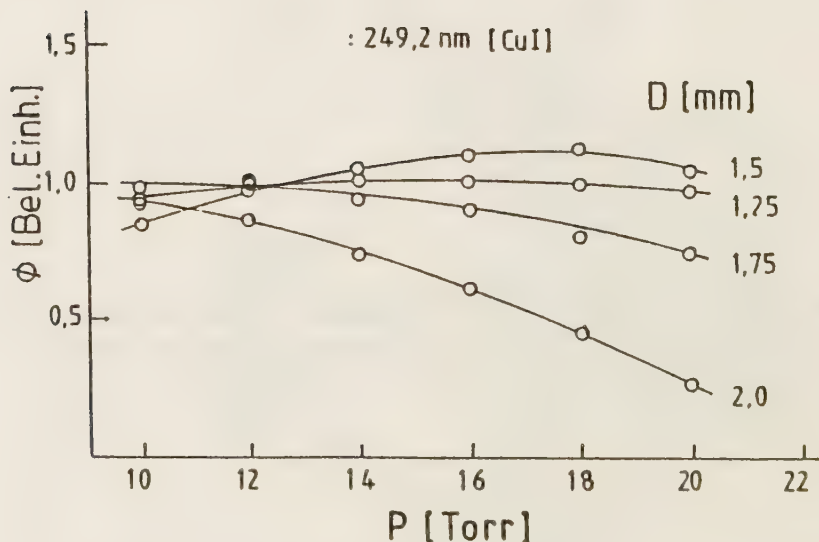


Abb.32. Intensität(ϕ) der spontanen Emission von 249,2 nm Linie(CuI) in Abhängigkeit vom Neon-Gasdruck(P) und vom Kathodenabstand(D) der Doppelkathode.

3.5.2. Besetzungsdichte und Kathodenabstand

Die spontane Emission der Doppelkathodenentladung wurde mit der in Abschn.3.4. beschriebenen Anordnung gemessen. Abb.32. zeigt die Intensität der 249,2 nm Linie von CuI in Abhängigkeit vom Neon-Gasdruck bei verschiedenen Kathodenabständen. Mit abnehmendem Abstand wird die Intensität höher bis 1,5 mm. Hingegen zeigt die der 201,3 nm Linie im

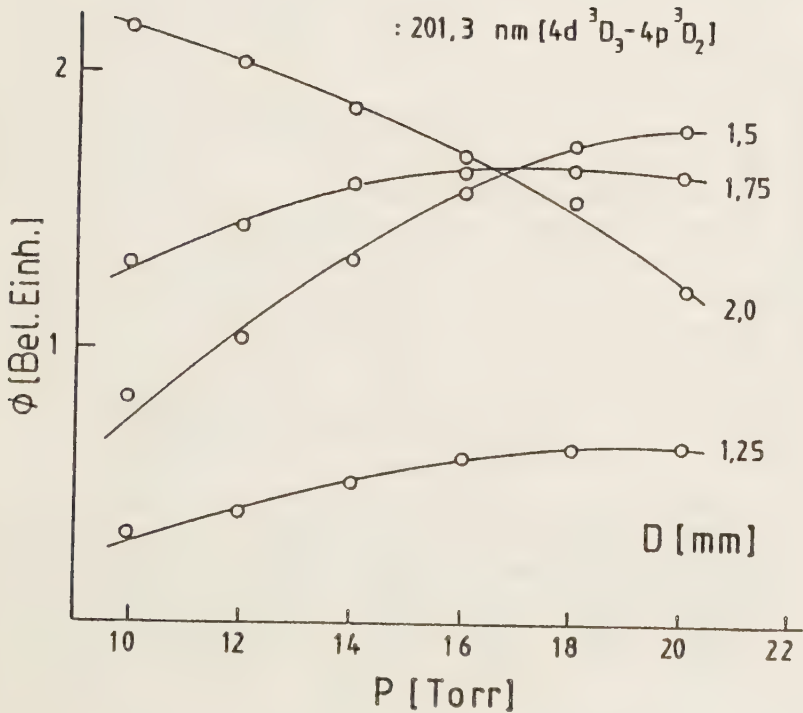


Abb.33. Intensität(ϕ) der spontanen Emission von 201.3 nm Linie(CuII: kein Laserniveau) in Abhängigkeit vom Neon-Gasdruck(P) und vom Kathodenabstand(D).

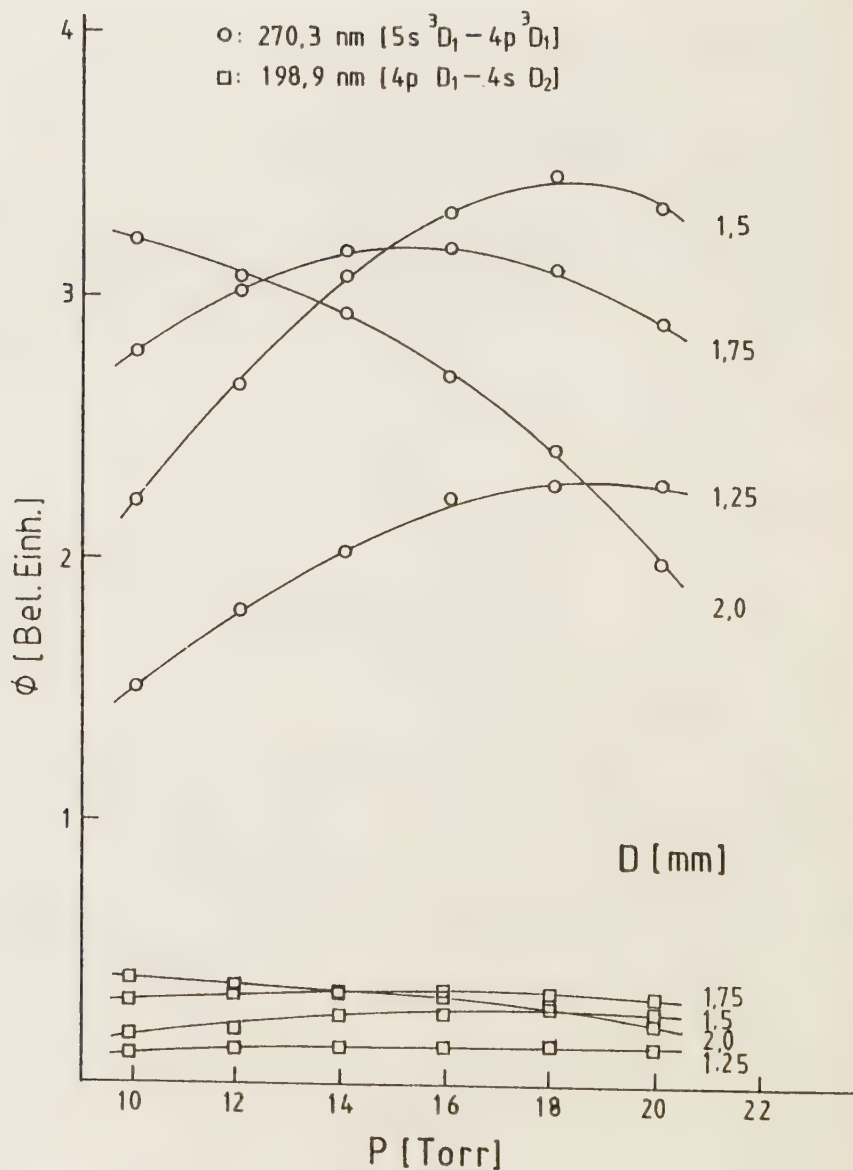


Abb.34. Intensität(ϕ) der spontanen Emission vom oberen (270,3 nm) und unteren(198,9 nm) Laserniveau in Abhängigkeit vom Neongasdruck(P) und vom Kathodenabstand(D).

Druckbereich von 16 Torr nur eine geringe Abhängigkeit vom Kathodenabstand, wie Abb.33. zeigt.

Abb.34. zeigt die Intensitätsverläufe der 270,3 nm Linie (Laserübergang) und der 198,9 nm Linie (Zerfall des unteren Laserniveaus). Die Intensität der 270,3 nm Linie nimmt mit abnehmendem Abstand zu und zeigt ein Maximum bei 1,5 mm. Die Intensität der 198,9 nm Linie nimmt immer mit kleiner werdendem Abstand ab. Das Intensitätsverhältnis der beiden Linien steigt mit abnehmendem Kathodenabstand an auch noch bei einem Abstand von 1,25 mm, wie Abb.35. zeigt. Die Maxima der Intensitäts- und des Intensitätsverhältniskurven sind allgemein bei kleineren Kathodenabständen zu höheren Druckbereichen verschoben.

3.5.3. Laserleistung und Kathodenabstand

Laseroszillation trat bei Kathodenabständen von 1 mm bis 4 mm auf. Bei Kathodenabständen von mehr als 2,5 mm war kein "Dauerstrichmode" (Abb.23.b), sondern nur "Pulsmode" (Abb.23.a) möglich. Die Laserleistung der Doppelkathode mit 1,6 mm Kathodenabstand war fast gleich so groß wie die der U-Typ-Kathode in Abschn.3.3. und zeigte ebenfalls Sättigung bei Hochstromentladungen.

Abb.36. zeigt die Laserleistung bei 35 A Entladungsstrom in Abhängigkeit vom Neon-Gasdruck bei verschiedenen Kathodenabständen. Obwohl das Laservolumen mit geringerem Kathodenabstand kleiner wird, nimmt die Laserleistung zu und zeigt bei 1,25 mm ein Maximum in Übereinstimmung mit dem in Abb.34. gezeigten Besetzungsdichteverhältnis. Bei noch kleineren Abständen fällt die Laserleistung steil ab und bei 0,8 mm Kathodenabstand setzt der Laserbetrieb aus.

Das Produkt von Kathodenabstand und optimalem Gasdruck bleibt stets konstant mit einem Wert von $P \cdot D = 24 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$.

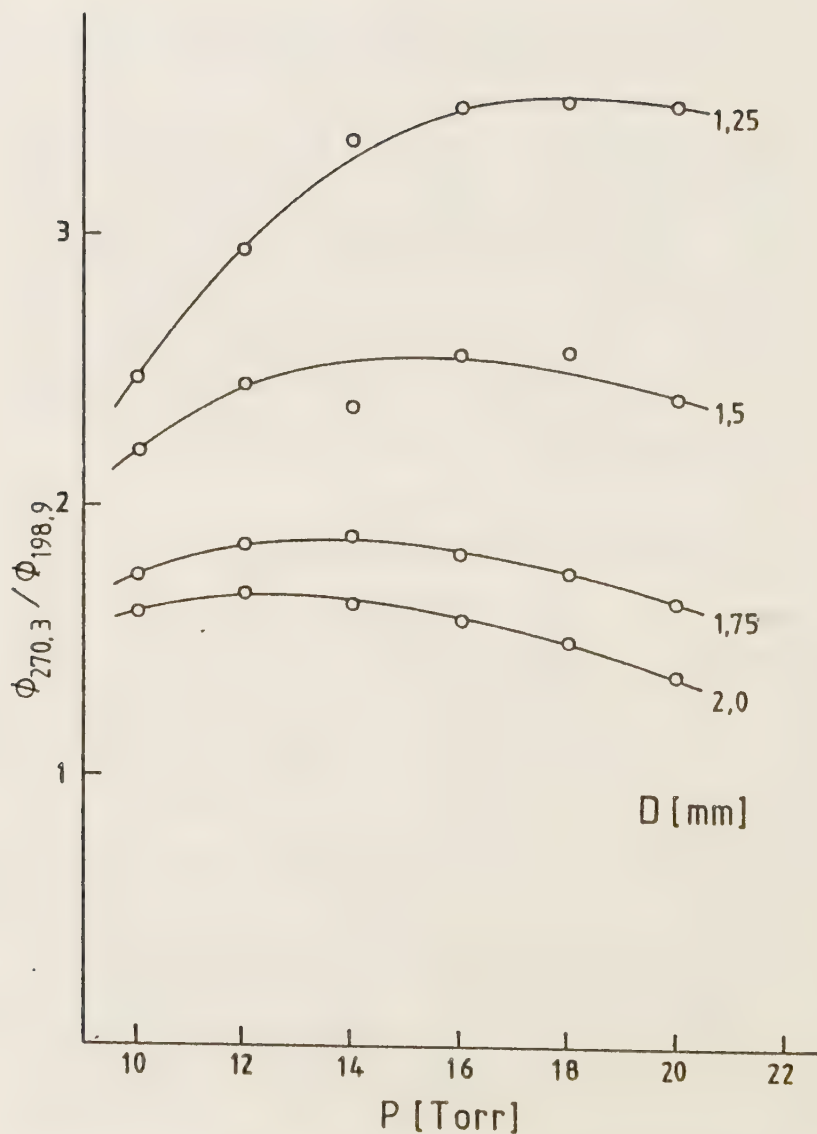


Abb.35. Intensitätsverhältnis der spontanen Emission vom oberen(270,3 nm) zum unteren(198,9 nm) Laserniveau in Abhängigkeit vom Neon-Gasdruck(P) und vom Kathodenabstand(D).

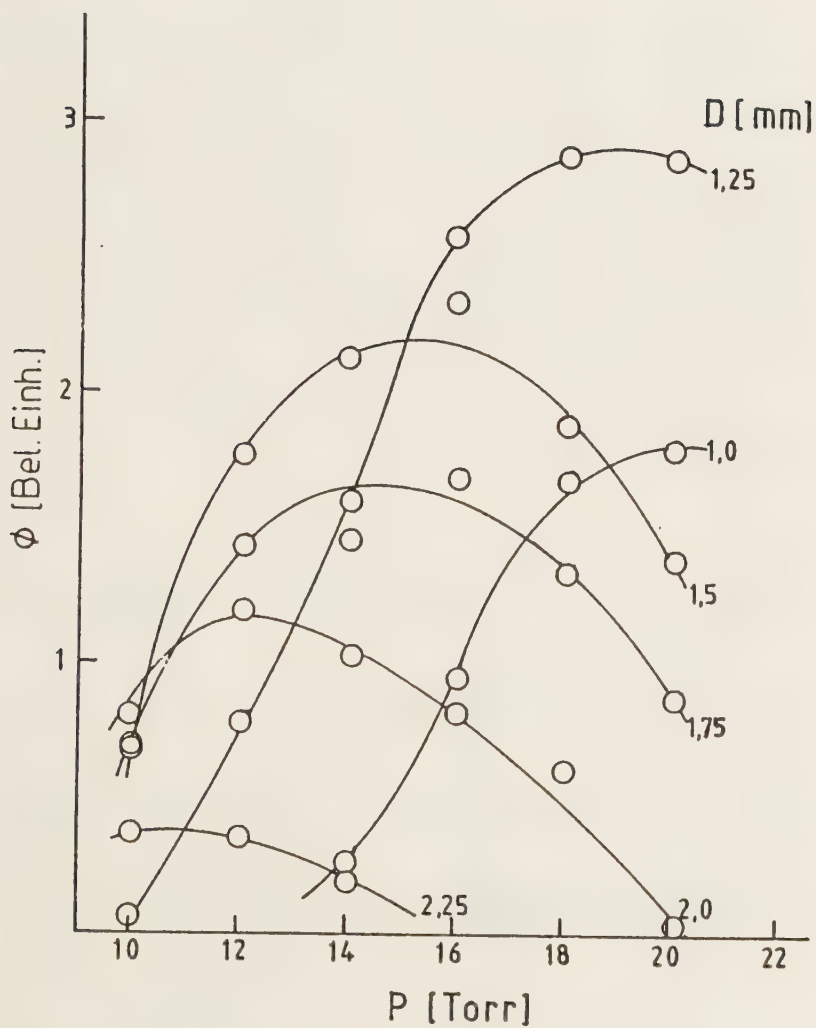


Abb.36. Laserleistung(ϕ) der Doppelkathode in Abhängigkeit vom Neon-Gasdruck(P) und vom Kathodenabstand.

3.6. Massenspektrometrische Untersuchung

3.6.1. Anordnung

Die relative Ionendichte in der Hohlkathodenentladung wurde durch einen Quadrupol-Massenanalysator QMA-140 mit zugehörigem Steuerteil QMG-311 von BALZERS gemessen. Anstelle von Spiegelhalterung und Schutzsystem wurde der Quadrupolmassenanalysator eingebaut. Zwischen dem negativen Glimmlicht und dem Eintritt des Massenfilters liegt die Ionenoptik mit einer Lochsonde, die das negative Glimmlicht berührt. Abb.37 zeigt diese Anordnung im Querschnitt. Der Lochdurchmesser betrug ca. 0,1 mm. Eine Turbo-Molekularpumpe evakuiert das Massenfilter, um ein Vakuum von 10^{-5} Torr aufrechtzuerhalten. Der durch das Massenfilter gemessene Ionenstrom wurde durch ein XY-Schreiber aufgezeichnet.

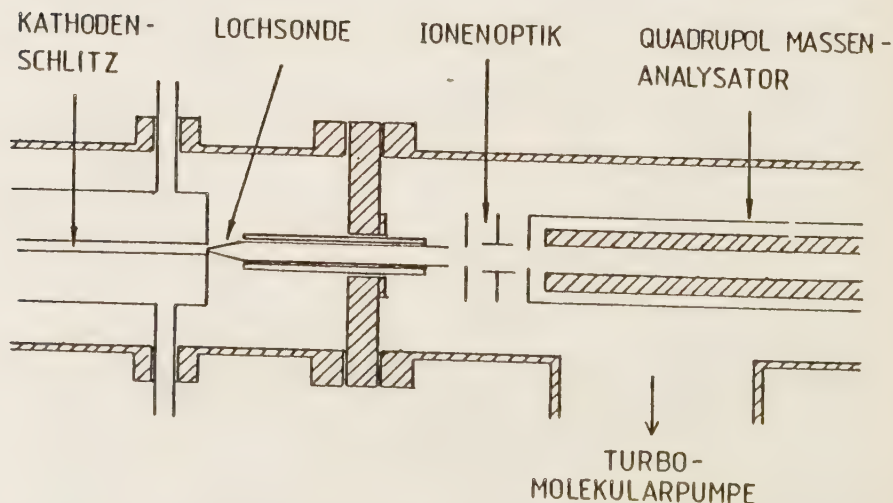


Abb.37. Querschnitt der Anordnung für die Massenspektrometrie.

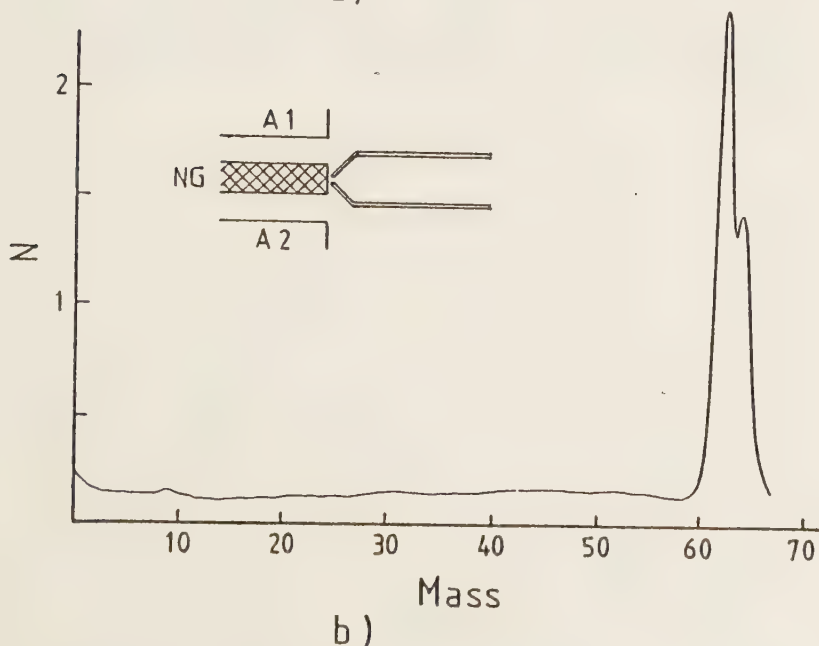
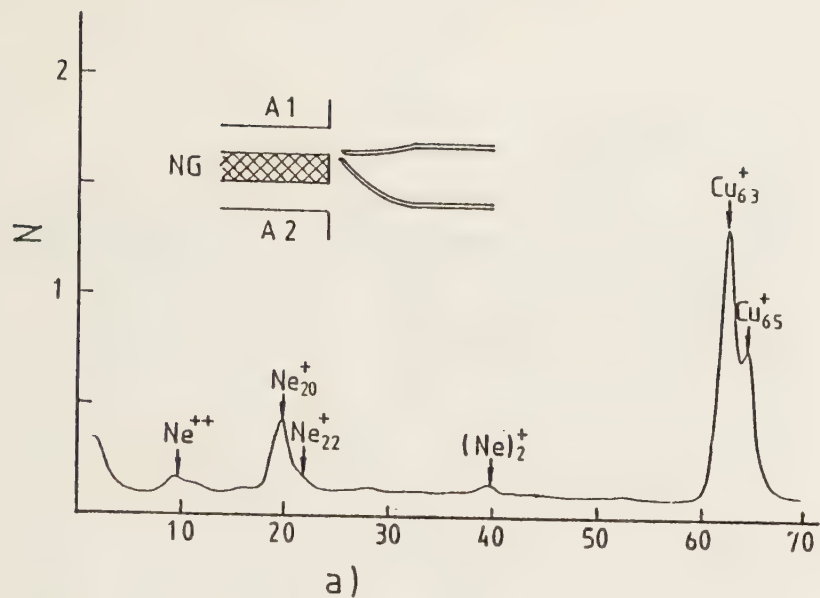


Abb.38. Massenspektren bei verschiedener Positionierung der Lochsonde: (a) zwischen dem negativen Glimmlicht und der Anode, (b) in der Mitte des negativen Glimmlichts.

3.6.2. Ergebnisse

Die Massenspektren der Ionen in der Hohlkathodenentladung sind je nach Positionierung der Lochsonde unterschiedlich. Abb.38.a zeigt ein Massenspektrum, bei dem die Lochsonde vom negativen Glimmlicht etwas gegen die Anode verschoben war. In diesem Massenspektrum sieht man sowohl das Signal der Neonionen als auch das der Kupferionen.

Wenn die Lochsonde auf die Mitte des negativen Glimmlichtes eingesetzt war, sieht man dagegen kein Neonionensignal mehr, sondern nur eines der Kupferionen, wie Abb.38.b zeigt. Die Dichte der Neonionen ist stets kleiner als ein hundertstel der Kupferionendichte.

Abb.39. zeigt die Verläufe der Kupferionendichte im negativen Glimmlicht bei 2 mm Kathodenabstand in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei verschiedenen Neon-Gasdrücken.

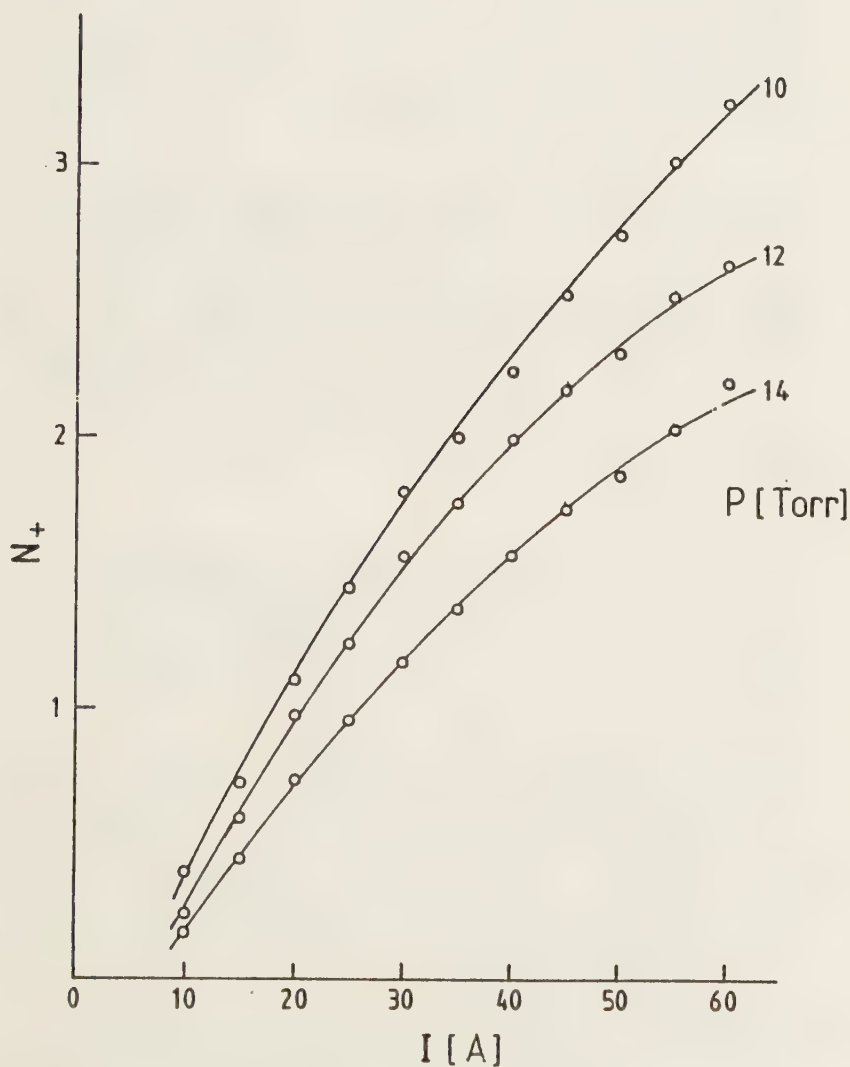


Abb.39. Kupferionendichte(N_+) in Abhängigkeit vom Entladungsstrom(I) bei verschiedenen Neon-Gasdrucken (P).

4. Diskussion

4.1. Laserbetrieb

4.1.1. Dauerstrich-UV-Laserbetrieb

Daß lange Zeit kein mehrstündiger Dauerstrich-Betrieb mit dem UV-Kupferhohlkathodenlaser erreicht werden konnte, beruht darauf, daß ohne zusätzliche Schutzvorrichtung auf den Laserspiegel Kupferdampf niedergeschlagen wird und deren Reflektivität verringert wird. Zweitens wirkt sich auch aus, daß der Kathodenschlitz durch die Zerstäubung bei andauernder Hochstromentladung in ungünstiger Weise verformt wird. Eine weitere Schwierigkeit ist, daß Hochstromentladungen ohne Bogenüberschlag nicht lange Zeit aufrechterhalten werden können.

Die in Abschn.3.1. vorgestellte Entladungspumpe stellt einen wirksamen Schutz für die Spiegel dar. Beim Dauerstrich-Betrieb mit dieser Anordnung war die Laserleistung zwar nach einer Stunde nur um 7 % zurückgegangen, dies ist jedoch allein durch die Veränderung des Kathodenschlitzes verursacht worden. Ein Beweis dafür ist, daß nach Austausch der Kathode die Laserleistung wieder auf den Anfangswert anstieg. Die neuentwickelte Doppelkathode löst dieses Problem der Kathodenabtragung, da der Kathodenabstand variabel ist. Falls die Kathodenoberfläche inhomogen abgetragen wird, kann man die Oberfläche mit einer Fräse leicht bearbeiten, so daß die Kathodenlebensdauer praktisch unbegrenzt ist.

Die für diesen Laser benutzte Elektrodenanordnung in Verbindung mit dem Entladungsverfahren ermöglicht eine stabile Hochstromentladung. In diesen Experimenten wurden Versuche mit Entladungsströmen bis 30 A kontinuierlich

bzw. 80 A gepulst bei einer Kathodenlänge von 45 cm durchgeführt. Diese Begrenzung ergab sich aus den Daten des Regelgerätes und nicht aus physikalisch-technischen Problemen. Dies zeigt, daß man mit dieser Anordnung auch andere Kathodenmaterialien für den Dauerstrich-Laserbetrieb untersuchen kann.

4.1.2. Optische Verstärkung

Die optische Verstärkung in einem Laser-Resonator bei homogener Linienverbreiterung erhält man aus der Laser-
ausgangsleistung/59/:

$$P = \frac{T}{S} \left(\frac{G}{A + T} - 1 \right) \quad (102)$$

P: Laserausgangsleistung

S: Sättigungsparameter

T: Spiegeltransmission

A: Absorptionsverlust

G: Optische Verstärkung

Direkt meßbare Parameter in dieser Gleichung sind die Laserausgangsleistung P und die Spiegeltransmission T. Der Absorptionsverlust A, der Sättigungsparameter S und die optische Verstärkung G sind unbekannt. Man kann durch Messung der Laserleistung bei verschiedener Spiegeltransmission jedoch diese unbekannten Parameter bestimmen.

McNeil et al./9/ haben mit einer Kupferhohlkathode, 75 cm lang, und mit einem Entladungsstrom von 100 A (Pulsdauer 120 us) die Messung der optischen Verstärkung durchgeführt und dabei $G = 2 - 8 \text{ %/m}$ (je nach Linie) erhalten. Eichler et al./11/ geben mit einer Kathodenlänge von 120 cm und

mit einem Pulsstrom von 100 A den Sättigungsparameter $1/S = 18 \text{ mW/\%}$ und die optische Verstärkung $G = 7 \text{ \%/m}$ an. In dieser Arbeit wurde die optische Verstärkung nicht direkt gemessen, läßt sich jedoch aus gemessener Laserausgangsleistung und Spiegeltransmission berechnen.

Die Spiegeltransmission betrug 0,2 %, insgesamt wurde $A + T = 1 \text{ \%}$ angenommen und $1/S = 18 \text{ mW/\%}$ (Ergebnis von /11/). Damit ergibt sich bei einem Dauerstrich-Entladungsstrom von 24 A - Laserausgangsleistung 7 mW - eine optische Verstärkung von 6,5 %/m und bei einem Pulsstrom von 45 A - Laserausgangsleistung 30 mW - eine optische Verstärkung von 20,7 %/m.

4.2. Lasermechanismus

Die Sättigung der Laserleistung wurde schon von Auschwitz et al./12/ festgestellt, aber von Solanki et al./9/ bestritten. Diese beiden verschiedenen Angaben lassen sich anhand von Abb.25. erklären. Diese Abbildung vergleicht zwei Verläufe der Laserleistung beim Entladungsstrom von 40 A (a) und 60 A (b), wobei die Spitzenleistung mit Pulsbreite von 40 μ s am Anfang des Pulses proportional zum Entladungsstrom ist, im Gegensatz zur stationären Dauerstrichleistung im hinteren Teil des Pulses, die bei der 60 A Entladung sogar absolut geringer wird. Da die Strompulslänge bei Solanki et al. nur 120 μ s war/9/, sind hier vermutlich nur die Spitzenleistungen am Anfang des Pulses beobachtet worden. Hingegen verwendeten Auschwitz et al. halbwellengleichgerichteten Strom, der einige Millisekunden lang fließt. Deshalb konnten sie die stationäre Dauerstrich-Laserleistung beobachten, die bei einer Hochstromentladung sättigt.

Eichler et al. schlagen zu Erklärung der Sättigung der Laserleistung vor, daß die Besetzung der metastabilen Kupferionenzustände durch Relaxation des unteren Laserniveaus über Reabsorption der UV-Photonen oder Elektronenstoß wieder in das untere Laserniveau gelangt. Da der Abfall der Besetzungsdichteumkehr mit zunehmendem Entladungsstrom nicht nur durch das schnelle Ansteigen der Bevölkerung des unteren Laserniveaus, sondern auch durch den Rückgang der Steigungsrate der Bevölkerung des oberen Laserniveaus verursacht wird, müssen die Anregungsprozesse nach dem oberen bzw. unteren Laserniveau gleichzeitig betrachtet werden.

Die Resonanz-Umladungsanregung (nur im oberen Laserniveau) ist durch das Produkt von Neonionendichte und neutraler

Kupferatomdichte gegeben (Gl.(66) bzw. Gl.(82)). Die Sättigung der Neonionendichte nach Gl.(66) haben auch Warner et al./44/ vorhergesagt und darauf stützen sich die experimentellen Ergebnisse von Tombers und Chanin/60/. Sie haben bei einer 10 mA Entladung mit 6 Torr Gasdruck von $\text{Ne} + 0,01\% \text{ Hg}$ an der Kathode eine Quecksilberionendichte beobachtet, die ca. 200 mal höher war als die Neonionendichte.

Bei der massenspektrometrischen Messung (Abschn.3.6.) war die Neonionendichte im Verhältnis zur Kupferionendichte so klein, daß man die Änderung der Neonionendichte nicht mehr messen konnte. Dieses Ergebnis beweist, daß die Dichte der Neonionen mit zunehmendem Entladungsstrom nicht mehr wächst. Die Steigungsrate der Resonanzumladung ist deshalb bei höherem Entladungsstrom langsamer als bei niedrigem Strom, wie auch Gl.(91) zeigt.

Auch die Dichte der metastabilen Neonatome geht mit zunehmendem Entladungsstrom in Sättigung, aber viel früher als die Neonionendichte. Die Deutung der Sättigung der metastabilen Atome wurde allgemein von Webb/61/ formuliert, und experimentell durch McNeil et al./13/ nachgewiesen. Da die Dichte der metastabilen Neonatome schon im niedrigen Strombereich gesättigt ist ($0,1 \text{ A/cm}^2$, d.i. ein Drittel des Laserschwellenstroms), nimmt die Penning-Ionisationsrate nur langsam mit der Kupferatomdichte zu, wie Gl.(92) zeigt.

Die Anregungsrate durch Elektronenstoß ist bestimmt durch die Dichte schneller Elektronen und die Kupferatom- und Kupferionendichte (Gln. (93) und (94)). Sie steigt deshalb mit zunehmendem Entladungsstrom mit positiver Kurvenkrümmung an. Nach den vorliegenden Messungen steigt die Intensität der 201,3 nm Linie vom $4d^3D_3$ Niveau, das energetisch viel höher liegt als das obere Laserniveau,

mit dem Entladungsstrom stets auf diese Weise, da dieses Niveau nur durch Elektronenstoß angeregt wird.

Die Intensitätskurve der 198,9 nm Linie folgt im Strombereich von 10 A bis 30 A der Formel für die Penning-Ionisationsrate (Gl.(92)) aber im Strombereich über 40 A der Formel für die Elektronenstoßanregungsrate (Gl.(98)). Das bedeutet, daß im höheren Strombereich die Elektronenstoßanregung des unteren Laserniveaus mit der Anregung durch Penning-Ionisation vergleichbar geworden ist.

Andererseits zeigt die Intensitätskurve der 270,3 nm Linie, die mit dem Strom zunehmend langsamer steigt, daß die Elektronenstoßanregung in das obere Laserniveau auch im Hochstrombereich größenordnungsmäßig kleiner als die Resonanz-Umladung ist.

Zusammenfassend können diese Ergebnisse so formuliert werden, daß im Strombereich von 10 A bis 30 A die Resonanz-Umladungsanregung die Hauptrolle bei der Besetzungsdichtenumkehr spielt, daß jedoch im Strombereich über 30 A die durch die Elektronenstoßanregung schnell wachsende Besetzung des unteren Laserniveaus einen Rückgang der Besetzungsumkehr hervorruft.

Das Besetzungsverhältnis hat deshalb ein Maximum bei 30 A und die Laserleistung zeigt auch ein Maximum bei etwas höheren Strömen, wie man aus Gl.(99) ableiten kann und es die experimentellen Ergebnisse in Abb.24. und Abb.28. zeigen.

Damit sind erstmals Anhaltspunkte gefunden worden zur Deutung der Leistungssättigung in dem UV-Kupferhohlkathodenlaser als Folge zweier Eigenschaften der Hochstromentladung: a) des Rückgangs bei der Resonanz-Umladungsanregung, und b) der verstärkten Besetzung des unteren Laserniveaus durch Elektronenstoß.

4.3. Kathodenschlitz

Abschnitt 3.5. befaßte sich mit der spontanen Emissionsintensität der CuI und CuII Linien bei verschiedenen Kathodenabständen. Abb.40. zeigt zusammenfassend die Intensität als Funktion des Kathodenabstandes bei einem Neon-Gasdruck von 16 Torr.

Die Intensität der 249,2 nm Linie von CuI nimmt mit abnehmendem Kathodenabstand zu. Das versteht sich von selbst, da der Wert der Quellenfunktion des Kupferatoms (Abb.8.) an den Seitenwänden am höchsten ist.

Trotz erhöhter Kupferatomdichte nimmt die Intensität der 201,3 nm Linie von CuII, die durch Elektronenstoß angeregt wird, nicht zu. Man versteht somit, daß die Kupferionendichte (Plasmadichte) umgekehrt proportional zur Kupferatomdichte ist.

Bei einem Abstand kleiner als 1,25 mm fällt die Intensität beider Linien schnell ab. Dies bedeutet, daß wegen der viel kleineren Ladungsträgerzahl im dünnen negativen Glimmlicht die Zerstäubungsmenge geringer geworden ist.

Im Gegensatz zur 201,3 nm Linie nimmt die Intensität der 270,3 nm Linie (Laserübergang), die nur von der Zahl der Neonionen und von der Kupferatomdichte abhängig ist, mit abnehmendem Kathodenabstand zu und zeigt ein Maximum bei 1,5 mm Abstand, obwohl das Plasmavolumen kleiner geworden ist, d.h. die Resonanz-Umladungsrate ist bei kleinerem Kathodenabstand viel größer als bei größerem Abstand.

Die Intensität der 198,9 nm Linie (Relaxation des unteren Laserniveaus) nimmt mit abnehmendem Kathodenabstand immer noch ab. Deshalb steigt die Intensitätsverhältniskurve der 270,3 nm und 198,9 nm Linien (Besetzungsdichteumkehr) mit zunehmend kleinerem Kathodenabstand an, auch noch bei einem Abstand von 1,25 mm. Die Laserleistung zeigt deshalb ein ausgeprägtes Maximum bei 1,25 mm Kathodenabstand.

Da bei Annäherung der zwei Kathoden die Kathodenfallräume

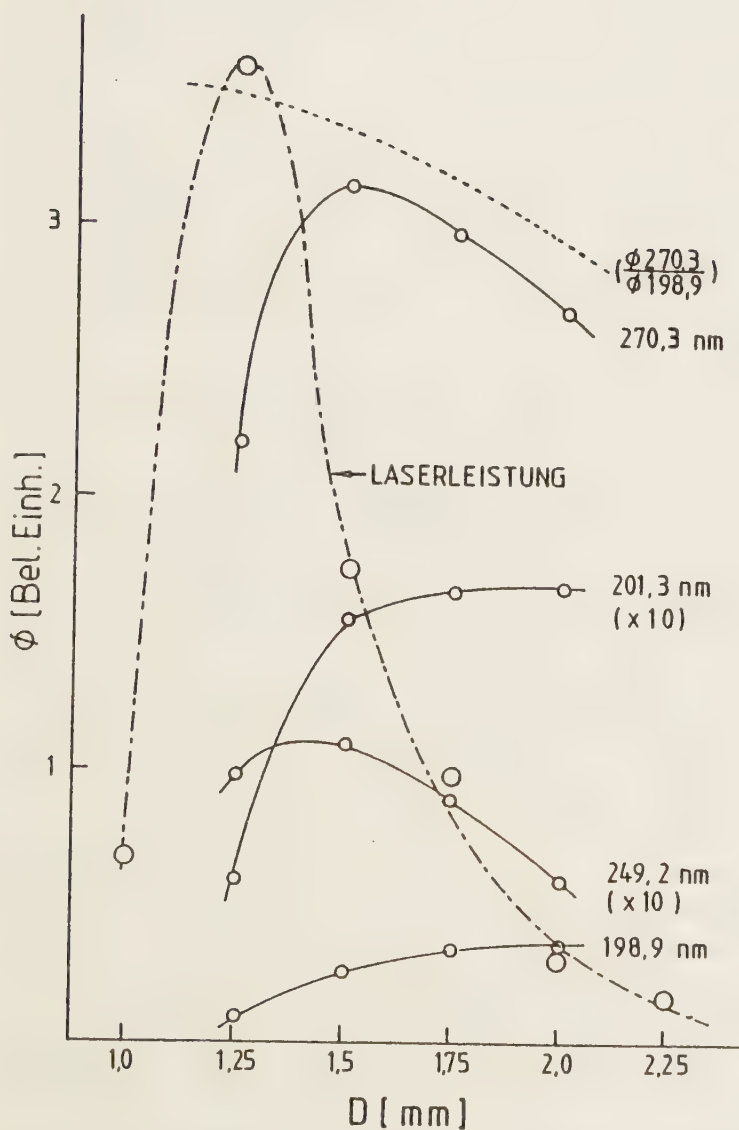


Abb.40. Intensität der spontanen Emission, Besetzungs-
dichteverhältnis und Laserleistung in Abhängigkeit
von der Kathodenschlitzbreite(D).

konstant bleiben, während das negative Glimmlicht schmaler wird/62/, kann man aus diesen Ergebnisse schließen, daß das bessere Lasergebiet nicht im negativen Glimmlicht, sondern am Glimmsaum liegt.

Beim Laserbetrieb wurde beobachtet, daß durch die Veränderung der Laserachse zwei unterschiedliche Betriebsarten auftreten. Diese Tatsache zeigt, daß es im Kathodenhohlraum unterschiedliche Lasergebiete gibt, die teils besser für den Dauerstrichbetrieb und teils besser für den gepulsten Betrieb geeignet sind.

Man kann die Laserachse für optimalen Dauerstrichbetrieb einfach mit einem Fernrohr feststellen.

Wie Abb.41. zeigt, ordnet man das Fernrohr auf der Achse des Kathodenschlitzes an, und justiert es so, daß man bei Fokussierung auf die Ebenen A und B die gezeigten Bilder "Sicht A" und "Sicht B" erhält. Dann justiert man zwei Lochblenden, durch die der Laserstrahl mit optimaler Dauerstrichleistung läuft. Damit erhält man gegen den Abstand zwischen der geometrischen Achse und der Laserachse durch die Messung der Verschiebung dieser Löcher ("Sicht C" und "Sicht D"). Das Ergebnis zeigt, daß die beiden Löcher von der Mitte des Kathodenschlitzes (Schlitzabstand 1,6 mm) in gleicher Richtung etwa 0,4 mm abgewichen sind.

Theoretisch kann man nach Abb.8. einsehen, daß das bessere Lasergebiet am Glimmsaum liegt:

1. weil die Kupferatomdichte im Kathodenfallraum viel höher als im negativen Glimmlicht ist,
2. weil die Kupferionendichte im negativen Glimmlicht viel höher als im Kathodenfallraum ist und
3. weil die Neonionendichte im negativen Glimmlicht gesättigt ist.
4. Schließlich ist die Dichte der die Neonatome aufs Neue

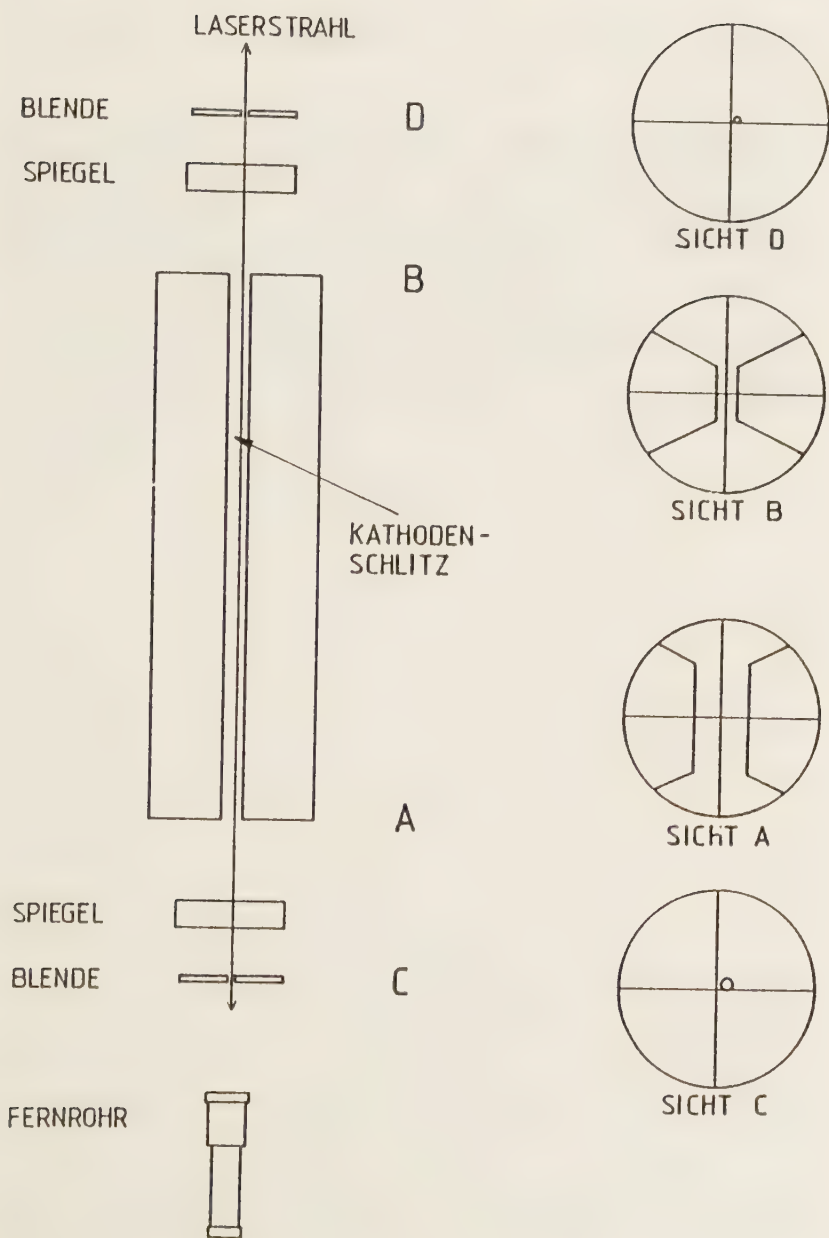


Abb.41. Anordnung für die Feststellung der Laserachse.

ionisierenden schnellen Elektronen am Glimmsaum am höchsten.

Das bessere Lasergebiet liegt nicht im negativen Glimmlicht, aber ohne negatives Glimmlicht kann keine Hohlkathodenentladung brennen. Deshalb ist ein günstiger Kathodenschlitzabstand dadurch bestimmt, daß das negative Glimmlicht das kleinstmögliche Volumen besitzt, das für die Erhaltung der Hohlkathodenentladung erforderlich ist.

Die Meßergebnisse an der Doppelkathode zeigen als optimalen Wert von $P \cdot D = 24 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$. Mit dieser Bedingung resultiert die höchste Laserleistung beim Kathodenabstand von 1,25 mm.

5. Weitere Möglichkeiten zur Steigerung der Laserleistung

Das Hauptziel bei der Entwicklung des Kupferhohlkathodenlasers ist eine möglichst lange Betriebsdauer und eine möglichst hohe Dauerstrich-Laserleistung. Die wesentlichsten Probleme in diesem Zusammenhang sind in dieser Arbeit gelöst worden. Am Schluß ist die Frage interessant, welche weiteren Verbesserungen noch möglich sind.

Man kann von der Vergrößerung der Kathodenlänge und der Optimierung des Auskopplungsgrades eine wesentliche Steigerung der Laserleistung erwarten. Abgesehen von der Optimierung dieser äußeren Parameter ist es jedoch von Interesse, die Ausgangsleistung durch weitere Erhöhung der Pumprate des Lasers zu steigern.

Im Cu-Ne Laserzyklus geschieht die Besetzung des oberen Laserniveaus hauptsächlich durch Resonanz-Umladung. Das Verhältnis der Laseremissionsenergie (4,6 eV) zur Anregungsenergie (21,6 eV), der sogenannte Quantenwirkungsgrad ist beim UV-Kupferhohlkathodenlaser größer als 20 %. Trotzdem ist bei dem hier beschriebenen Laser der gesamte Wirkungsgrad sehr gering (10^{-6}).

Abb.42. zeigt eine schematische Darstellung des Kupferatomzyklus beim Laserprozeß.

Wenn ein Kupferatom durch Zerstäubung von der Kathode frei wird (Prozeß 1), wird es durch die Resonanz-Umladung (Prozeß 2) mit Neonionen ionisiert und gleichzeitig in das obere Laserniveau angeregt. Nach dem Laserübergang (Prozeß 3) relaxiert das Kupferion im unteren Laserniveau durch UV-Emission oder durch Zusammenstoß mit anderen Teilchen nach metastabilen Zuständen oder in den Grundzustand des Kupferions (Prozeß 4).

Dieses Kupferion muß dann für den weiteren Laserprozeß möglichst schnell wieder neutralisiert werden (Prozeß 5)

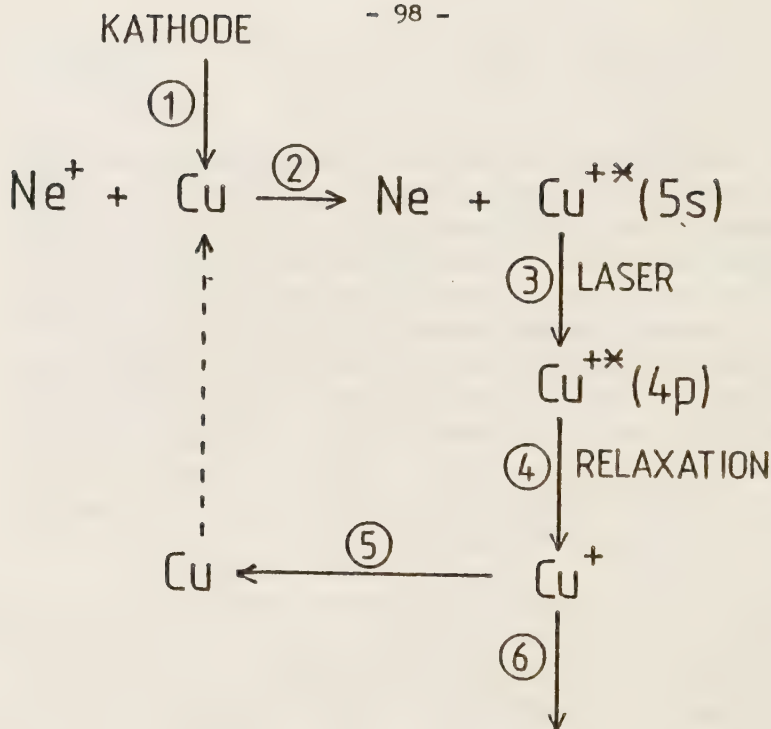


Abb.42. Zyklus des Kupferatoms im Laserprozeß.

oder vom Kathodenhohlraum wegdiffundieren (Prozeß 6). Sonst kann es über eine direkte Wiederanregung zu einer erhöhten Besetzung des unteren Laserniveaus kommen, oder es stehen nicht genügend Kupferatome für eine Pumpenanregung zur Verfügung. Weiterhin wird die Neon-Ionendichte verringert (Abschn.2.3. und 4.2.).

Die Laserleistung (die optische Verstärkung) wird bei einer Hochstromentladung nicht mehr erhöht, weil die Neonionendichte im Prozeß 2 gesättigt ist und in Prozeß 5 und Prozeß 6 die Kupferionen nicht schnell genug entfernt

werden.

Deshalb sind zur Steigerung der Laserleistung folgende drei Methoden vorstellbar, deren Zweck es ist, mehr Neonionen bzw. weniger Kupferionen im Kathodenhohlraum zu erzeugen:

- 1) Neon-Ioneneinschuß in den Kathodenhohlraum
- 2) Zumischung eines weiteren Gases
- 3) Schnelle Gasströmung im Lasergebiet

Methode 1) ist augenscheinlich sehr schwierig anwendbar, weil die freie Weglänge der Ionen bei diesem Druckbereich sehr klein ist und damit sehr hohe Beschleunigungspotentiale benötigt würden. Das könnte die Hohlkathodenentladung stören und für den Dauerstrichbetrieb problematisch sein.

Methode 2): Die Beimischung eines dritten Gases oder ein gemischtes Kathodenmaterial kann noch einen zweiten Umladungsprozeß mit Kupferionen bedingen. Dies hilft letztendlich nicht zur Vermehrung der Neonionen, kann jedoch bei der Neutralisierung der Kupferionen eine Rolle spielen, wodurch natürlich die Dichte der Kupferatome erhöht wird.

Das dritte Gas darf dann bei keiner Laserwellenlänge absorbieren. Es ist noch die Frage, ob die kleinen Verunreinigungsmengen von Sauerstoff und Stickstoff zur Laseranregung beitragen oder diese behindern.

Auschwitz et al./8/ berichten über eine wesentliche Laserleistungserhöhung durch eine Gasmischung von $\text{Ne} + 0,1 \% \text{Ar}$. Dies kann auf diesen Gründen beruhen, obwohl die quantitative Interpretation noch unklar ist.

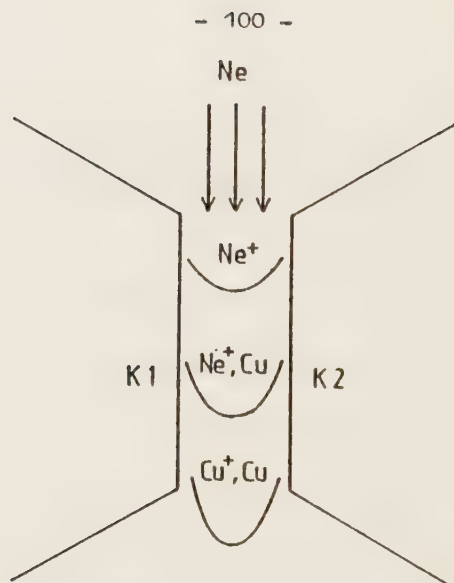


Abb.43. Verschiedene Plasmagebiete im Kathodenhohlraum bei einer Gasströmung

Methode 3) wäre eine schnelle Gasströmung im Kathodenschlitz, wodurch vorhandene Kupferionen zwangsweise weggespült und stattdessen mehr Neonionen zugeführt werden. Abb.23. zeigte, daß die Laseroszillation vom Start des Strompulses etwa 40 μ s verzögert ansteigt und weiter eine nicht sättigende Spitzenleistung mit Pulsbreite von 40 μ s zeigt. Man weiß somit, daß von der Entstehung des Plasmas im negativen Glimmlicht (innerhalb einer Mikrosekunde) bis zur Erzeugung von genügend Kupferdampf etwa 40 μ s vergehen. Nach ca. 100 μ s werden die meisten Ionen im negativen Glimmlicht aufgrund der Kataphorese durch Kupferionen ersetzt.

Wenn deshalb das Gas in dieser Zeit von oben nach unten durch den Kathodenschlitz strömt (Abb.43.), erwartet man

drei verschiedene Plasmagebiete im Kathodenhohlraum:
Erstens nur Neonionen, zweitens Neonionen mit Kupferatomen
und drittens Kupferionen mit Kupferatomen.

Für die Laseroszillation ist natürlich das zweite Gebiet am besten und durch die Regelung der Strömungsgeschwindigkeit kann man das optimale Dichteverhältnis der Neonionen und Kupferatome unabhängig vom Entladungsstrom kontrollieren.

Die tatsächliche Wirksamkeit all dieser Methoden bleibt zu überprüfen und sollte experimentell genau untersucht werden.

Könnte man eine Effizienz von etwa 1 % des Quantenwirkungsgrades realisieren, so würde dies im Wellenlängenbereich von ca. 260 nm die beachtliche Dauerstrich-UV-Laserleistung von 10 W ergeben.

6. Schlußbemerkung

Der in dieser Arbeit erstmals gelungene mehrstündige Dauerstrich-UV-Laserbetrieb mit einer Ausgangsleistung von 7 mW im Wellenlängenbereich um 260 nm bedeutet, daß der Kupferhohlkathodenlaser nunmehr als UV-Laserquelle für Experimente aus der Laserspektroskopie, Photochemie und Photobiologie zur Verfügung steht.

Für die zweistufige Laserisotopentrennung von Uranatomen werden im allgemein zwei Laserwellenlängen von 591,4 nm (selektiv Anregung) und von 220 - 300 nm (Photoionisation der selektiv angeregten Atome) eingesetzt/63/.

Als zweiter Laser im UV-Bereich ist nunmehr ebenfalls der Kupferhohlkathodenlaser gut geeignet.

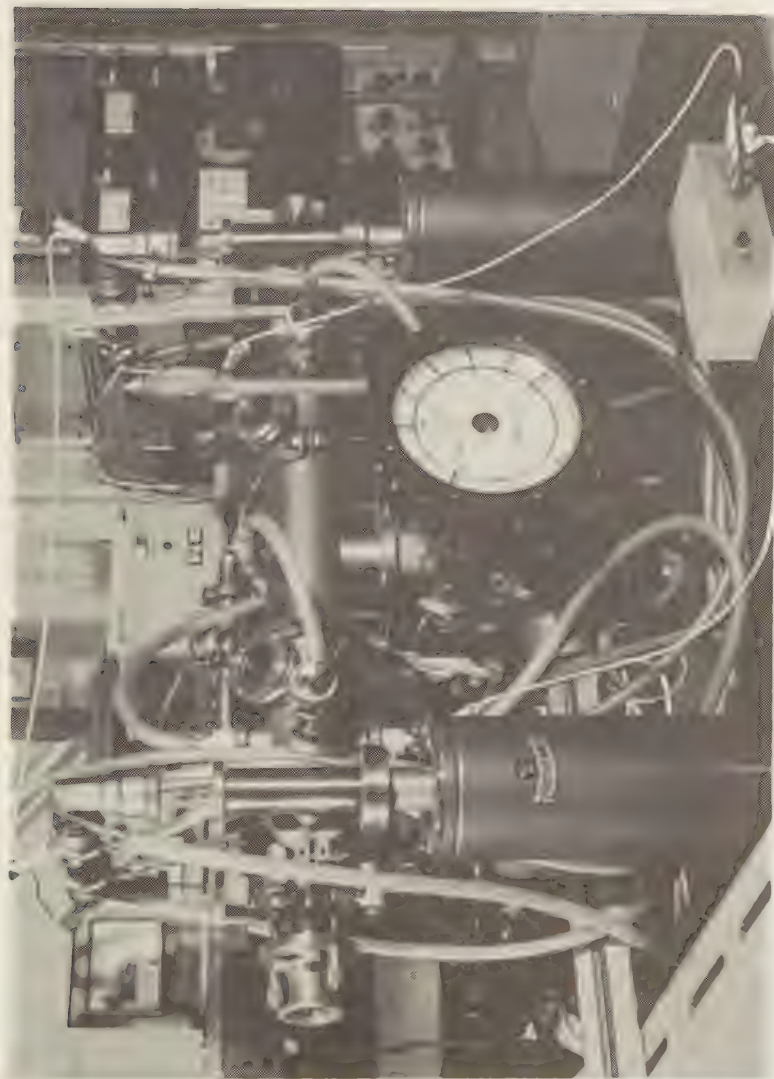


Foto 1. Laserrohr.

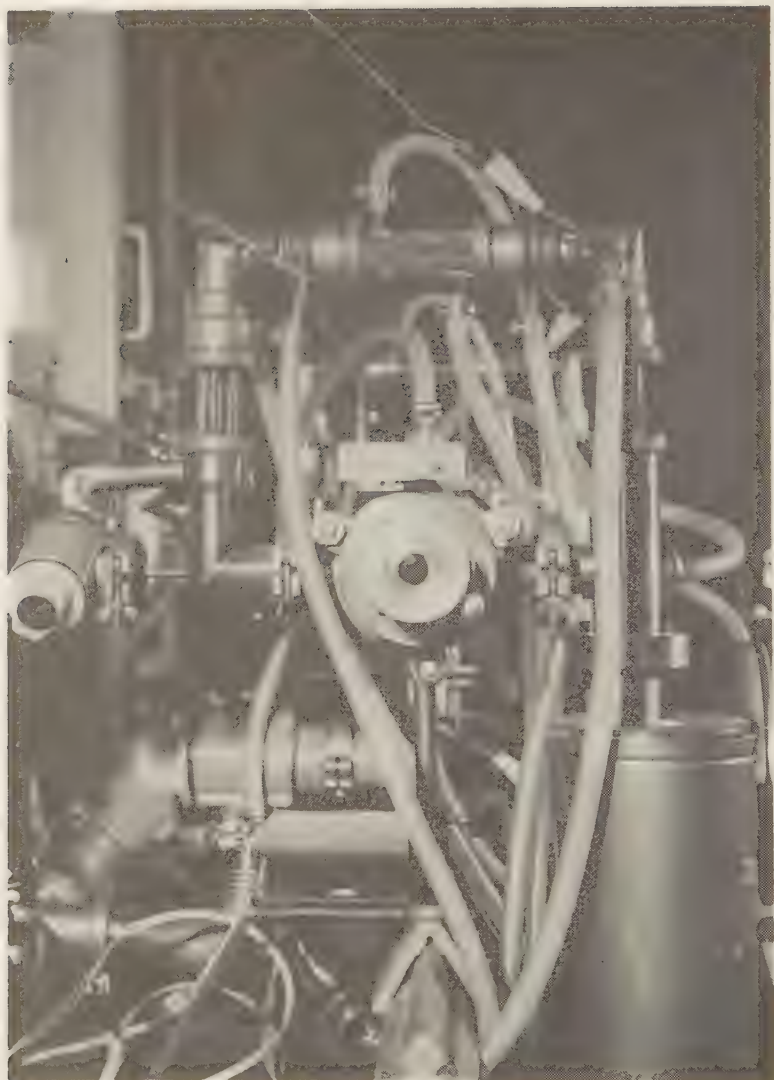


Foto 2. Entladungspumpe mit Gaszirkulationskreis(s.Abb.18).

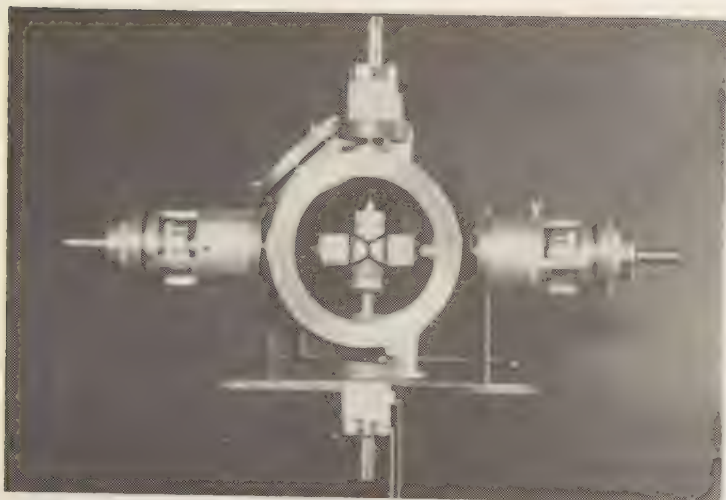


Foto 3. Entladungsrohr mit Elektroden(s.Abb.31).

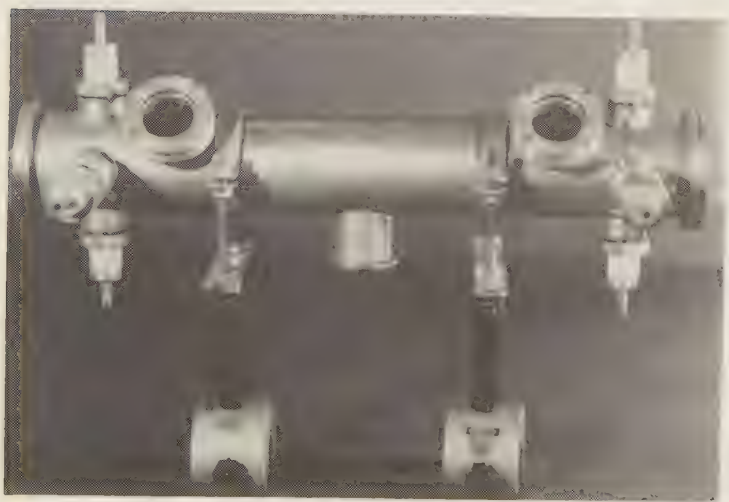


Foto 4. Seitensicht des Entladungsrohrs(s.Abb.12).

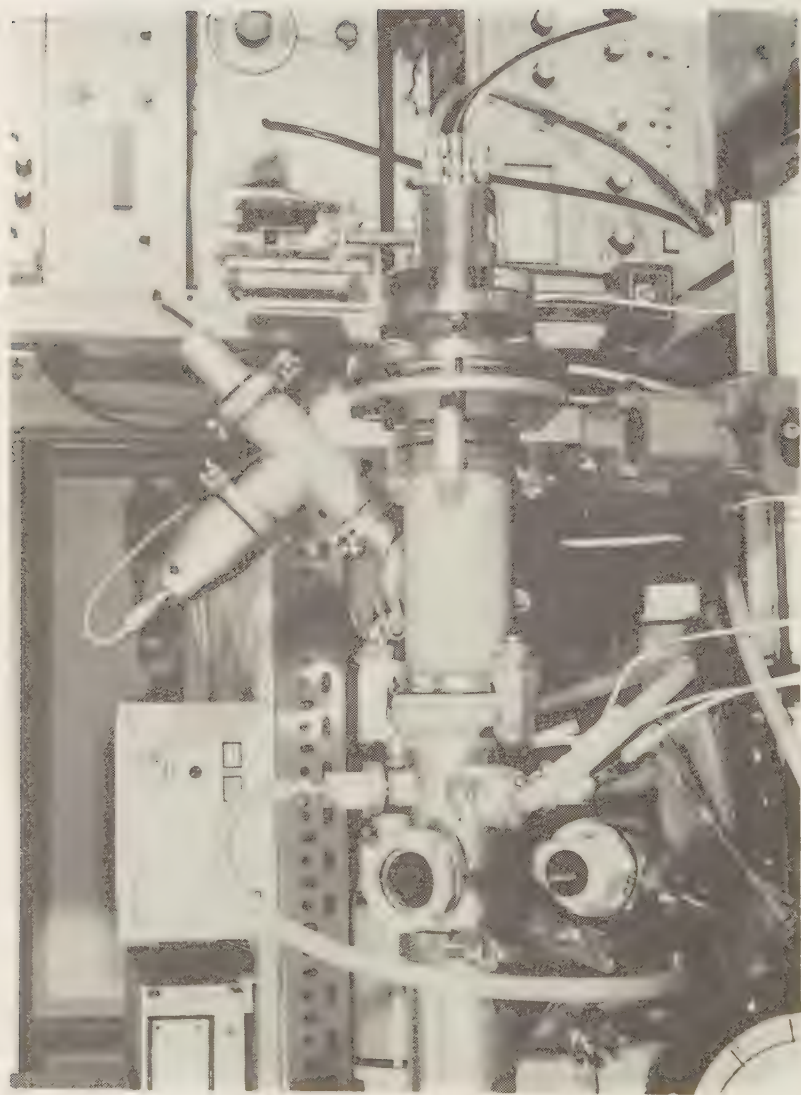


Foto 5. Quadrupol-Massenanalysator auf das Entladungsrohr
(s. Abb. 37).

Literaturverzeichnis

1. R. R. Freeman, G. C. Bjorklund, N. P. Economou, P. F. Liao, J. E. Bjorklohm, Appl. Phys. Lett. 33(8), 739 (1978)
2. J. B. Marling, IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 822 (1975)
3. L. Csillag, M. Janossy, K. Roza, T. Salmon, Phys. Lett. 50A, 13(1974)
4. J. R. McNeil, G. J. Collins, K. B. Persson, D. L. Franzen, Appl. Phys. Lett. 27, 595(1975)
5. J. R. McNeil, G. J. Collins, K. B. Persson, D. L. Franzen, Appl. Phys. Lett. 28, 172(1976)
6. R. Solanki, E. L. Latush, W. M. Fairbank, Jr., G. J. Collins, Appl. Phys. Lett. 34(9), 568(1979)
7. K. Jain, IEEE J. Quantum Electron. QE-16, 387(1980)
8. B. Auschwitz, H. J. Eichler, W. Wittwer, Appl. Phys. Lett. 36(10), 804(1980)
9. R. Solanki, W. M. Fairbank, Jr., G. J. Collins, IEEE J. Quantum Electron. QE-16, 1292(1980)
10. K. G. Hernqvist, IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 929 (1977)
11. H. J. Eichler, H. Koch, W. Martin, R. Molt, J. L. Qiu, DPG Frühjahrstagung 1981

12. B. Auschwitz, H. J. Eichler, H. Koch, J. Salk, C. Skrobol, W. Wittwer, Proc. Int. Conf. Lasers '79, McLean, 451(1980)
13. F. J. de Hoog, J. R. McNeil, G. J. Collins, K. B. Persson, J. Appl. Phys. 48, 3701(1977)
14. P. H. M. Vassen, F. J. de Hoog, J. R. McNeil, Phys. Lett. 68A, 204(1978)
15. J. R. McNeil, G. J. Collins, F. J. de Hoog, J. Appl. Phys. 50(10), 6183(1979)
16. J. M. Green, C. E. Webb, J. Phys. B7, 1698(1974)
17. C. E. Moore, "Atomic Energy Levels", Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand.(U.S.), 35/V.II (1971)
18. O. S. Duffendack, K. Thomson, Phys. Rev. 43, 106(1933)
19. A. R. Turner-Smith, J. M. Green, C. E. Webb, J. Phys. B7, 114(1973)
20. A. Heisen, Habilitationsschrift, Universität München (1969)
21. K. I. Fujii, S. I. Miyazawa, T. Takahashi, Y. Asami, IEEE Quantum Electron. QE-15, 35(1979)
22. A. von Engel, M. Steenbeck, "Elektrische Gasentladungen", Bd.II, Springer Verlag, Berlin(1934)
23. P. Pech, Beitr. Plasmaphys. 11-3, 233(1971)
24. A. L. Ward, J. Appl. Phys. 33, 2789(1962)

25. P. F. Little, A. von Engel, Proc. Roy. Soc. (London) A224, 209(1954)
26. D. J. Sturges, H. J. Oskam, Physica 37, 457(1967)
27. E. Badareu, C. Popovici, M. Somesan, Ann. Phys. 10, 90(1965)
28. H. Helm, Zeit. Naturf. 27a, 1812(1972)
29. A. D. White, J. Appl. Phys. 30, 711(1959)
30. C. S. Willett, "Introduction to Gaslasers: Population Inversion Mechanisms", Pergamon Press, Oxford(1974)
31. G. Frank, A. Heisen, Beitr. Plasmaphys. 8, 117(1968)
32. A. Heisen, B. Wunderer, Zeit. Phys. 224, 237(1969)
33. Yu. Z. Ionikh, N. P. Penkin, A. V. Samson, Opt. Spectros. (USSR) 43(5), 491(1977)
34. L. M. Chanin, "Nonuniformities in Glow Discharges: Cataphoresis", Part 2.4. in "Gaseous Electronics: vol. 1, Electrical Discharges" Edited by M. N. Hirsch, H. J. Oskam, Academic Press, New York(1978)
35. G. Carter, J.S. Colligon, "Ion Bombardment of Solids", Heinemann Educational Books Ltd, London(1968)
36. H. M. Windawi, Surface Science 55, 573(1976)
37. W. D. Davis, T. A. Vanderslice, Phys. Rev. 131, 219 (1963)

38. V. Orlinov, B. Goranchev, J. Kourtev, Int.J. Electron. 36, 431(1974)
39. R. V. Stuart, G. K. Wehner, J. Appl. Phys. 35, 1819 (1964)
40. F. Howorka, M. Pahl, Zeit. Naturf. 27a, 1425(1972)
41. C. C. Davis, T. A. King, "Gaseous Ion Lasers", in "Advances Quantum Electronics" vol. 3, Edited by D. W. Goodwin, Academic Press, London(1975)
42. W. Weizel, B. Brandt, "Zur Stabilität stromstarker Glimmentladungen" Forschungsberichte, Nordrhein-Westfalen, Nr. 267 (1956)
43. G. D. Boyd, H. Kogelnik, Bell. Syst. Tech. J. 42, 1347 (1962)
44. B. E. Warner, K. B. Persson, G. J. Collins, J. Appl. Phys. 50(9), 5694(1979)
45. F. Scaupy, Verh. Deut. Phys. Ges. 19, 264(1917)
46. L. M. Chanin, "Nonuniformities in Glow Discharges : Electrophoresis", Part 2.3. in "Gaseous Electronics: vol.1, Electrical Discharges", Edited by M. N. Hirsch, H. J. Oskam, Academic Press, New York(1978)
47. I. Langmuir, J. Frank. Inst. 196, 751(1923)
48. M. J. Druyvesteyn, Physica 2, 255(1935)
49. C. C. Leiby, Jr., H. J. Oskam, Phys. Fluids 10, 1992 (1967)

50. A. N. Chester, Phys. Rev. 169, 172(1968)
51. C. C. Leiby, Jr., C. C. Rodgers, Annu. Gaseous Electron. Conf. 22nd, Gatlinburg, Tennessee, (1969)
52. R. S. Bergman, L. M. Chanin, Phys. Fluids 12, 2348 (1969)
53. E. I. Gordon, E. F. Labuda, Bell Syst. Tech. J. 43, 1827(1964)
54. A. N. Chester, Phys. Rev. 169, 184(1968)
55. R. B. Tombers, L. M. Chanin, J. Appl. Phys. 41, 2433 (1970)
56. A. G. Shenstone, Trans. Roy. Soc. (London) A235, 195 (1936)
57. J. Reader, K. W. Meissner, K. L. Andrew, J. Opt. Soc. Am. 50, 221(1960)
58. W. K. Schuebel, Appl. Phys. Lett. 30, 516(1977)
59. W. W. Rigrod, J. Appl. Phys. 36, 2487(1965)
60. R.B. Tombers, L.M. Chanin, Appl. Phys. 44, 3087(1973)
61. C. E. Webb, J. Appl. Phys. 39, 5441(1968)
62. D. J. Sturges, H. J. Oskam, J. Appl. Phys. 35, 2887 (1964)
63. H.-D. V. Bohm, W. Michaelis, C. Weitkamp, Opt. Commun. 26, 177(1978)

Herrn Prof. Dr. H. Walther bin ich zu besonderem Dank verpflichtet für zahlreiche Diskussionen und sein stetes Interesse an der vorliegenden Arbeit.

Mein Dank gilt auch dem deutschen akademischen Austauschdienst (DAAD), der mit einem Stipendium mein Promotionsstudium in Bundesrepublik Deutschland (1977 - 1981) ermöglichte.

Herrn Dr. . Ebert, Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Hannover, danke ich für die Anfertigung hochwertiger UV-Spiegel.

Herrn Dr. H.-U. Daniel, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, Herrn Dr. K. W. Rothe, Herrn Dr. G. Leuchs und Herrn Dr. F.-M. Rateike, Sektion Physik der Universität München, danke ich für ihre Unterstützung, insbesondere bei der Formulierung der vorliegenden Arbeit.

Herrn W. Grotz und allen Angehörigen der mechanischen Werkstätte danke ich für die vielfältige Unterstützung beim Aufbau des Lasers.

Lebenslauf

Name: Mo Yang
Geburtsdatum: 27. Februar 1947
Geburtsort: Hwanghae-Do, Korea
Staatsangehörigkeit: koreanisch
Familienstand: verheiratet mit Zamin geb. Koo
Sohn Halla, geb. 24. April 1979
Sohn Aram, geb. 29. Juni 1980
Eltern: Seung-Tschan Yang und
Young-Bok geb. Dschang

Ausbildungsweg:

1953 - 1959 Volksschule in Anyang, Kyunggi-Do,
Korea
1959 - 1962 Kyung-Bock Mittelschule in Seoul
1962 - 1965 Kyung-Bock Oberschule in Seoul
1966 - 1974 Studium des "Nuclear Engineering" an
der staatlichen Universität Seoul
1969 - 1972 Wehrdienst
1974 - 1976 "Graduate Course" an der Universität
Seoul
26.Feb.1976 "Master of Science in Engineering"
1977 - 1981 Promotionsstudium an der Ludwig-
Maximilians-Universität München

Berufliche Tätigkeit:

1974 - 1977 Wissenschaftlicher Assistent an der
Universität Seoul
1977 - 1981 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der
Sektion Physik, Universität München
Seit Sept. 1981 Wissenschaftlicher Angestellter an dem
Max-Planck-Institut für Strömungsforschung
in Göttingen

Offset- und Fotokopiedruck

Copie- und Druckservice

Kreuzbergring 9 , 3400 Göttingen , Tel.: 0551/36607

